MODULES TECCART

Semi-conducteurs

PHYSIQUE DES SEMI-CONDUCTEURS

dunod

MODULES TECCART

Semi-conducteurs

V. Ramirez

Professeur à l'Institut Teccart

PHYSIQUE DES SEMI-CONDUCTEURS

dunod

« Modules TECCART »

Série « COMMUNICATIONS » (D. Bensoussan)

Les antennes
La modulation
Principes et modes

Série « SEMI-CONDUCTEURS » (V. Ramirez)

Physique des semi-conducteurs

Cet ouvrage a été publié dans le cadre des accords franco-québécois d'encouragement à la coédition.

© TECCART, Montréal, 1980 (fascicules)
© BORDAS, Paris, 1980
ISBN 2-04-012037-8

" Toute représentation ou reproduction, intégrale ou partielle, faite sans le consentement de l'auteur, ou de ses ayants-droit, ou ayants-cause, est illicite (loi du 11 mars 1957, alinéa 1er de l'article 40). Cette représentation ou reproduction, par quelque procédé que ce soit, constituerait une contrefaçon sanctionnée par les articles 425 et suivants du Code pénal. La loi du 11 mars 1957 n'autorise, aux termes des alinéas 2 et 3 de l'article 41, que les copies ou reproductions strictement réservées à l'usage privé du copiste et non destinées à une utilisation collective d'une part, et, d'autre part, que les analyses et les courtes citations dans un but d'exemple et d'illustration "

INTRODUCTION

La technologie moderne ne connaît pas ses limites. Tandis que certaines disciplines tendent vers le gigantisme, l'électronique franchit un certain nombre d'étapes de la miniaturisation, vers la « nanominiaturisation ». La technique du LSI (large scale integration), avec des densités de l'ordre du millier de composants par millimètre carré, vient à peine d'atteindre le stade industriel que, de nouveau, la course vers l'infiniment petit a repris.

Ces bouleversements ne sont pas le fruit du hasard, mais résultent du travail d'équipes de chercheurs œuvrant dans des disciplines très variées telles la chimie, la radiochimie, la physique des solides, la physique nucléaire, la cristallographie, l'astrophysique, etc., mais poursuivant un but commun : la connaissance approfondie de la matière. L'étude de la matière semble, plus que jamais, constituer un point d'intérêt majeur sur lequel se joue une partie de l'avenir même de l'homme.

Cette étude de la matière est une excellente introduction à l'étude des semi-conducteurs. Dans cet univers de l'infiniment petit, bien des secrets échappent encore à nos sens les plus développés. Nous devons nous contenter, dans certains cas, de la seule notion de probabilité de voir apparaître tel ou tel phénomène. Cependant, cet ouvrage va permettre de comprendre les mécanismes de conduction dans les semi-conducteurs et d'en étudier les propriétés.

BIBLIOGRAPHIE

C. KITTEL, *Introduction à la physique de l'état solide,* Dunod.

P. LETURCQ, G. REY, *Physique des composants actifs à semi-conducteurs,* Dunod.

J. RENAULT, *Formulaire de physique,* Dunod.

J. FICINI, N. LUMBROSO, BADER, J.C. DEPEZAY, *Structure de la matière, Cinétique chimique,* Hermann.

R.M. ROSE, L.A. SHEPARD, J. WULFF, *The structure and properties of materials*, vol. IV Electronic properties.

TABLE DES MATIÈRES

1. LES ETATS PHYSIQUES DE LA MATIERE 1

L'état solide 1
L'état liquide 2
L'état gazeux 4
Le plasma 6

2. DIVISIBILITE DE LA MATIERE 9

Atomes et molécules 9
Atome-gramme et molécule-gramme 9
L'hypothèse moléculaire en défaut 13

3. L'ATOME 15

L'atome au cours des âges 15
Le noyau de l'atome 19

4. MECANIQUE ONDULATOIRE 21

Principe fondamental 21
La fonction d'onde 24
Edification électronique des atomes 29
Importance de la couche périphérique 35

5. THEORIE DES BANDES D'ENERGIE 37

Interaction entre les atomes 37
Bandes d'énergie 38
Classification des corps solides 41
Les différents types de liaisons 43
1. liaison ionique ou électrovalente 43
2. liaison covalente 44
3. liaison métallique 45
4. liaison type moléculaire 45
5. liaison hydrogène 45

6. MECANISME GENERAL DE LA CONDUCTION DANS LES SOLIDES 47

Mouvement des porteurs dans un champ électrique 47
champ électrique 47
vitesse de dérive des porteurs 48
densité de courant 50
mobilité des porteurs 51
conductivité d'un solide 52

Conduction dans les métaux 53

Conduction dans les semi-conducteurs 55

7. DOPAGE DES SEMI-CONDUCTEURS 59

Semi-conducteur extrinsèque 59

Interprétation du dopage par la théorie des niveaux d'énergie 64

Le phénomène de diffusion 65

8. INFLUENCE DE DIVERS AGENTS PHYSIQUES SUR LES SEMI-CONDUCTEURS 68

Influence de la température 68

Influence d'un champ magnétique — Effet Hall 71

Appendice I : Modèle atomique de Bohr 81

Appendice II : L'Equation de Schrödinger 87

Appendice III : Caractéristiques principales du germanium et du silicium .. 90

Appendice IV : La loi d'action de masse 93

Réponses aux questions 94

1. LES ÉTATS PHYSIQUES DE LA MATIÈRE

La matière se présente à nous sous trois aspects physiques différents:

– l'état SOLIDE (pierres, morceau de silicium, objets en bois, en métal, en plastique, etc...). Son étude présente un grand intérêt en électronique des semi-conducteurs.

– l'état LIQUIDE (l'eau, le vin, le mercure, etc...).

– l'état GAZEUX (l'air, la vapeur d'eau, l'hydrogène, etc...).

NB: Une même matière peut prendre les trois états: solide, liquide et gazeux; c'est une question de température. Par exemple, l'eau est liquide à la température ordinaire. Elle se transforme en vapeur, c'est-à-dire en gaz, quand on l'abandonne dans un récipient, ou quand on la fait bouillir en la chauffant.

A ces trois états traditionnels de la matière, il faudrait maintenant ajouter:

– l'état de PLASMA que l'on rencontre dans les espaces interstellaires, à l'intérieur des étoiles, du soleil par exemple. Le plasma est un **quatrième état** de la matière obtenue lorsqu'on porte le troisième état, l'état gazeux, à des températures de plusieurs milliers, voire plusieurs millions de degrés.

Voyons quelles sont les propriétés qui caractérisent chacun de ces états.

L'ETAT SOLIDE

Un corps solide a une forme invariable qui lui est propre. On peut le toucher, le saisir, le transporter sans en altérer la forme. C'est parce qu'ils conservent leurs formes, qu'on peut décrire les corps solides, mesurer leurs formes, les représenter par des dessins. En fait, ce sont les solides qui se prêtent le mieux à l'action de l'homme: on les utilise pour fabriquer nos meubles, nos outils, nos oeuvres d'art, etc... Naturellement, ceci laisse supposer qu'on peut modifier la forme d'un solide en agissant à l'aide d'outils; par exemple, le menuisier qui façonne le bois avec son rabot, le maçon qui taille les pierres, l'ajusteur qui lime une pièce métallique, etc...

Pendant longtemps on a cru que le **contenu** d'un solide était ce qui donnait au diamant sa dureté, au cuir sa résistance, au fer son magnétisme, au sulfure de plomb ses propriétés détectrices. Il n'en est rien. Actuellement, nous savons qu'un grand nombre des propriétés d'un solide, notamment ses propriétés physiques, sont déterminées par sa STRUCTURE c'est-à-dire par l'agencement des particules élémentaires de matière qui le composent. Cette théorie prend appui sur l'hypothèse atomique de la matière que nous aborderons par la suite.

Les différences de structure ont été remarquées depuis très longtemps. Par exemple, le sucre en morceaux présente une **structure cristalline.** En effet, nous pouvons constater que chaque morceau de sucre est une agglomération de granules à facettes planes et brillantes appelés cristaux. Par contre, le verre a une cassure à surface lisse sans trace de grains à facettes diversement orientées. On dit que le verre possède une **structure amorphe** (ou vitreuse). Le bois a également une structure amorphe qu'on pourrait qualifier de fibreuse. Le sucre, le verre et le bois ont, par conséquent, des architectures atomiques différentes. La structure cristalline est caractérisée par un arrangement des atomes qui se répète régulièrement et indéfiniment dans tout l'espace. Au contraire, la structure amorphe ne présente aucune régularité, aucune périodicité.

La structure cristalline est très fréquente dans la nature. Des cristaux de sel se forment lorsque l'eau s'évapore de l'eau de mer. Lorsqu'un morceau de zinc, de quartz, de marbre, d'ardoise, etc.. se brise, son plan de clivage suit des lignes qui trahissent indiscutablement une structure cristalline.

A certaines exceptions près, la plupart des solides sont des cristaux et il n'est pas exagéré de dire que la notion de cristal est à la base même de l'état solide.

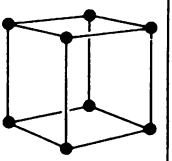
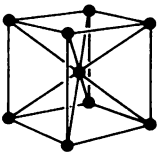
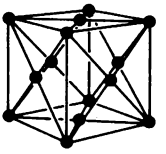
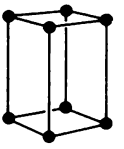
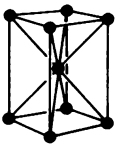
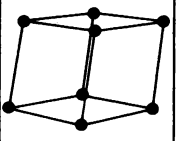
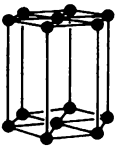
Parmi toute la variété de corps cristallins que nous prodigue la nature, il n'existe que sept catégories principales de cristaux classés selon leur géométrie: cubique, tétragonale, rhombique, monoclinique, triclinique, trigonale et hexagonale. Toutefois, si nous tenons compte des divers éléments de symétrie possibles et de leur position exacte dans le cristal, les choses se compliquent un peu. En effet, les sept systèmes cristallins de base débouchent sur quatorze réseaux différents (appelés réseaux de Bravais) qui, à leur tour, fournissent 32 classes de symétries qui, elles-mêmes, engendrent 230 groupes dits **groupes d'espace.** L'étude de toutes ces variantes et de leurs rapports mutuels dépasse largement le cadre de cet ouvrage. Nous nous en tiendrons à une présentation sommaire des principaux systèmes cristallins en y rattachant des substances solides connues (tableau I).

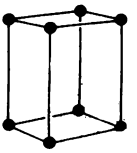
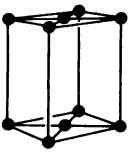
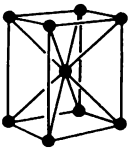
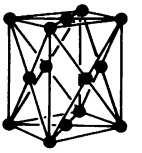
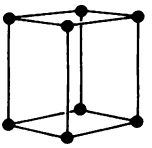
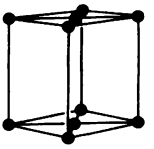
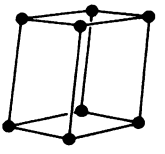
Tout cristal parfait trouvera nécessairement sa place dans le système de classification cristallographique que nous avons brièvement esquissé plus haut. Les rayons X apporteront une aide précieuse dans le travail d'identification du cristal (expériences des frères Bragg).

L'ETAT LIQUIDE

L'état liquide est puissamment représenté dans la nature puisque l'eau, qui est le liquide de base, couvre les trois quarts de la surface terrestre et entre pour 80% dans le poids de notre corps. Pourtant, l'eau est pratiquement le seul liquide que l'on trouve en abondance sur notre planète. Nous ne parlerons plus du pétrole dont les réserves semblaient jadis inépuisables et qui, de nos jours, devient déjà une denrée rare. Ainsi, la plupart des liquides que l'on

TABLEAU 1

SYSTÈMES / RÉSEAUX		GÉOMETRIE	EXEMPLES
CUBIQUE	SIMPLE		PHOSPHORE
	CENTRÉ		FER SODIUM CHROME
	À FACES CENTRÉES		OR PLOMB CUIVRE ARGENT
TÉTRAGONAL (ou quadratique)	SIMPLE		ÉTAIN ZIRCON RUTILE SCHEELITE
	CENTRÉ		
TRIGONAL (ou rhomboédrique)			ARSENIC QUARTZ GLACE GRAPHITE
HEXAGONAL			MAGNÉSIUM ZINC BÉRYLLIUM CADMIUM

SYSTÈMES / RÉSEAUX		GÉOMETRIE	EXEMPLES
RHOMBIQUE (ou orthorhombique)	SIMPLE		TOPAZE SOUFRE IODE NITRATE D'ARGENT
	À BASES CENTRÉES		
	CENTRÉ		
	À FACES CENTRÉES		
MONOCLINIQUE	SIMPLE		BORAX SUCRE DE CANNE GYPSE
	À BASES CENTRÉES		
TRICLINIQUE			SULFATE DE CUIVRE ACIDE BORIQUE

rencontre quotidiennement: huiles végétales, détergents, essences, acétone, glycérine, etc... sont des produits de l'ingéniosité humaine.

Les liquides possèdent deux propriétés remarquables:

1. Ce sont des FLUIDES.

Plongez la main dans un liquide: il s'écarte pour la laisser passer. Vous ne pouvez pas le saisir: il s'écoule facilement. C'est un fluide (du latin fluere: couler).

Par le fait même, un liquide n'a pas une forme invariable qui lui soit propre; il prend la forme du récipient qui le contient.

2. Ils sont **incompressibles.**

Enfermés dans un récipient, les liquides empruntent une forme aussi nette que les solides et occupent un volume bien déterminé. Ils refusent de se laisser comprimer. Résumons:

Les liquides sont des fluides incompressibles.

La plupart des liquides que nous utilisons sont des mélanges. Ils appartiennent à l'une des trois catégories suivantes:

- solutions
- suspensions
- dispersions colloïdales

Le tableau II nous montre également qu'il existe des sous-catégories auxquelles appartiennent de nombreux produits industriels d'un usage courant. Il est bon de se familiariser avec la terminologie employée et de retenir les principales caractéristiques propres à chaque type de mélange.

L'ETAT GAZEUX

L'état gazeux correspond à la forme la plus ténue, la plus **libre** de la matière. Selon l'hypothèse moléculaire de la matière, dans un gaz, les molécules sont très espacées et voyagent à des vitesses vertigineuses, pivotant sur elles-mêmes, ricochant, se heurtant les unes les autres à des cadences incroyables. C'est ce que l'on appelle le **mouvement brownien.**

En dépit de leur caractère insaisissable, les gaz manifestent fréquemment leur existence dans la vie de tous les jours: dans l'air que nous respirons, dans le gaz naturel que nous brûlons pour faire cuire les aliments, dans l'anesthésique qu'emploie le chirurgien, etc...

TABLEAU II

LES MELANGES LIQUIDES

LES SOLUTIONS			LES SUSPENSIONS	LES DISPERSIONS COLOIDALES		
La substance dissoute disparaît dans le liquide. Le liquide de base est un solvant ou un dissolvant.			Des particules solides flottent dans le liquide.	Les particules étrangères, invisibles à l'oeil nu, conservent leur identité.		
LIQUIDE + GAZ	LIQUIDE + SOLIDE	LIQUIDE + LIQUIDE		GEL	SOL	EMULSION
		(à condition que les liquides soient miscibles entre eux)		C'est un état solide dans le liquide.	Le sol est moins cohérant que le gel.	Préparation obtenue en divisant un liquide en globules microscopiques au sein d'un autre liquide avec lequel il n'est pas miscible. Les composants retournent à leur état initial à moins d'être liés entre eux par un **stabilisant.**
ammoniaque (gaz ammoniac dissous dans de l'eau)	l'eau sucrée	boisson alcoolisées	lotion de calamine les jus de fruits	gélatine	lait de magnésie	huile dans l'eau lait (émulsion de graisse dans l'eau) émulsions photographiques

Il faut noter quatre propriétés importantes des gaz:

1. Les gaz sont des FLUIDES.

Comme les liquides, les gaz n'ont pas de forme naturelle qui leur soit propre et ils épousent librement celle de n'importe quel récipient. Comme les liquides aussi, ils s'écoulent facilement. Cette fluidité rend possible l'utilisation de gazoducs pour la distribution du gaz.

2. Les gaz sont COMPRESSIBLES.

Le volume d'un gaz varie avec sa pression et sa température.

3. Les gaz sont **élastiques.**

La même masse de gaz reprend exactement le même volume quand on la replace dans les mêmes conditions. Un gaz ne conserve aucune trace des déformations qu'il subit, si grandes soient-elles: un gaz est parfaitement élastique.

4. Les gaz sont **expansibles.**

Un flacon de parfum qu'on laisse ouvert embaumera bientôt toute une pièce. Lorsque le parfum s'évapore, ses molécules gazeuses tendent à occuper un espace toujours plus grand. La matière à l'état gazeux tend à se diluer toujours davantage.

Résumons:

Les gaz sont des fluides compressibles, élastiques et expansibles.

LE PLASMA

Chaque état de la matière correspond, en fait, à un certain degré d'organisation des particules. Or, le degré d'organisation dépend directement de la température. Ainsi, l'état gazeux est stable jusqu'à ce qu'une élévation de température suffisante (au moins quelques milliers de degrés) communique aux molécules de gaz une énergie telle que les liaisons intramoléculaires ou intra-atomiques elles-mêmes sont rompues: des électrons sont alors arrachés à l'atome en donnant naissance à des ions positifs. Le domaine du quatrième état de la matière, le plasma, commence alors. Ce domaine va s'étendre jusqu'au moment où l'atome aura perdu tous ses électrons et où le milieu sera constitué de noyaux privés de leurs cortèges électroniques et d'électrons libres.

Le plasma correspond donc à un degré d'ionisation très poussé.

L'état de plasma est connu depuis fort longtemps; vers le début du siècle, Langmuir introduisait dans le langage technique le terme **plasma** pour désigner un milieu ionisé. Le nom est bien choisi car il met bien en évidence les propriétés fondamentales d'un tel milieu qui s'ébranle (électriquement) à la façon d'un plasma gélatineux.

Mais ce n'est que récemment que les plasmas ont trouvé des applications intéressantes. Citons-en les principales:

les chalumeaux à plasma dont la température de la flamme (jusqu'à 50 000 K) est nettement plus élevée que celle des chalumeaux oxyacétyléniques (2 500 K).

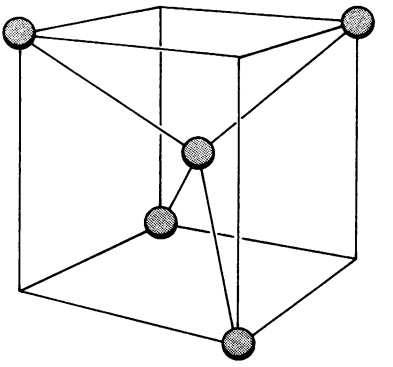
les fours à plasma où l'on atteint facilement des températures variant entre 10 000 K et 15 000 K, sans pollution aucune.

les générateurs magnétohydrodynamiques, très prometteurs, qui produisent de l'énergie électrique directement à partir d'une source de chaleur, sans intermédiaire mécanique.

VÉRIFIEZ VOS CONNAISSANCES

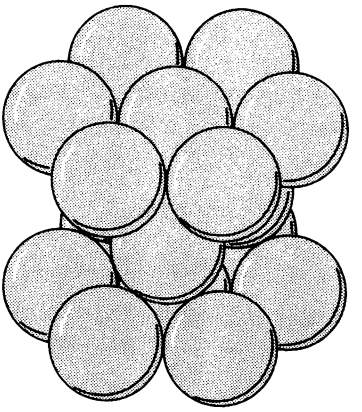
1.A. a) Qu'est-ce qui distingue la structure cristalline de la structure dite amorphe ?

b) Dans un cristal de germanium ou de silicium, les atomes sont disposés uniformément selon le modèle ci-contre.



Quelle structure cristalline va engendrer la croissance tridimensionnelle d'un tel modèle ?

c) A quel système cristallin appartient la structure atomique représentée à la figure ci-dessous ?



1.B. Qu'est-ce qui caractérise l'état gazeux comparativement à l'état liquide ou solide ?

1.C. Quelle est la principale caractéristique d'un plasma ?

1.D. Vérifier le sens des mots suivants:

cristal
amorphe
clivage
aérosol
plasma
allotropie

2. DIVISIBILITÉ DE LA MATIÈRE

ATOME ET MOLECULE

Sans revenir sur des connaissances certainement acquises, rappelons que la matière est formée de molécules et d'atomes.

La notion d'atome est très ancienne, puisque les philosophes de l'Antiquité, comme Leucippe, Démocrite, Lucrèce, avaient déjà parlé d'un univers atomique. La matière, selon eux, était simplement une concentration de particules, ou **ATOMES**, si petites qu'elles étaient insécables (le mot grec ATOMA signifie indivisible). Pour nous, l'atome constitue, à lui seul, un univers miniature fort complexe.

La notion de molécule, par contre, est plus récente, plus compliquée aussi. En 1808, Dalton émit la théorie que dans leurs plus petites parties actives, les éléments se composent d'atomes immuables, que les atomes d'un élément donné ont tous le même poids (nous dirions aujourd'hui, la même masse) mais que ce poids (masse) est différent de celui des atomes d'autres éléments. C'est à ce moment qu'apparaît clairement l'idée selon laquelle toutes les **espèces chimiques** (ou corps purs) sont des combinaisons d'un petit nombre **d'éléments** (ou corps simples). On connaît actuellement une centaine d'éléments environ. Dalton nota aussi que les éléments semblaient se combiner en proportions arithmétiques simples: deux pour un comme dans l'oxyde de carbone, ou trois pour un, ou trois pour deux, etc... Par conséquent, la plus petite partie d'un composé est constituée par le groupement d'un nombre précis d'atomes de chaque élément — ce qu'il appelait un atome composé et que nous appelons aujourd'hui **MOLECULE**. La molécule d'un corps simple gazeux peut renfermer aussi un, deux ou plusieurs atomes: ce nombre caractérise **l'atomicité** du corps. Par exemple, l'oxygène, l'hydrogène et la plupart des gaz sont diatoniques: leur molécule contient deux atomes.

En résumé:

> **La molécule d'un corps pur (simple ou composé) est la plus petite partie de ce corps qui puisse exister à l'état libre. Elle a une masse qui est une constante physique du corps envisagé.**

ATOME-GRAMME et MOLECULE-GRAMME

La masse d'un atome d'un élément quelconque, exprimée en grammes, est extrêmement petite. Par exemple, celle de l'atome d'hydrogène est:

$$1{,}67 \times 10^{-24}\ \text{g} = \frac{1{,}67}{1\ 000\ 000\ \underbrace{000\ 000\ 000}\ \underbrace{000\ 000\ 000}}\ \text{gramme}$$

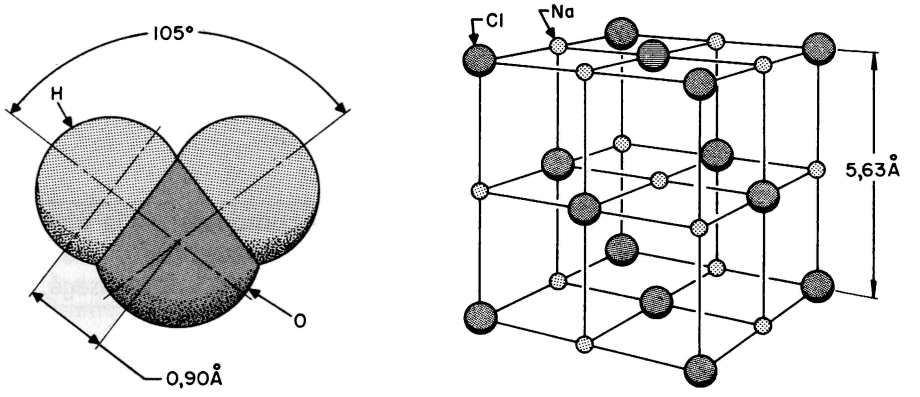
(1,67 millionième de milliardième de milliardième de gramme)

Celle de l'atome d'oxygène est:

$$2{,}66 \times 10^{-23}\ \text{g}$$

Ces nombres sont beaucoup trop petits et d'écriture trop encombrante pour les utiliser dans les calculs où interviennent les masses. Aussi les chimistes ont-ils décidé de considérer, pour chaque élément, un même nombre N très grand d'atomes, suffisamment grand pour que la masse de ces N atomes soit représentée par un nombre commode à utiliser.

Après beaucoup de tâtonnements et de travaux, on a édifié lentement le **système des masses atomiques** (Tableau III) qui attribue à chaque élément une masse bien déterminée. Sans pouvoir développer ici les méthodes qui ont présidé au choix de ces masses atomiques, indiquons simplement que l'analyse chimique permet de déterminer le rapport des masses atomiques des éléments. Si l'on fixe conventionnellement l'une d'elles, par exemple H = 1, on peut déterminer les autres par rapport à la masse conventionnelle. Mais le tableau des masses atomiques tel qu'on l'écrit actuellement tient compte d'autres considérations afin de rendre le symbolisme chimique plus représentatif de la structure moléculaire. C'est pourquoi certaines masses atomiques sont les multiples de la masse qui se combine à 1 g d'hydrogène. Si l'on ne tient compte que de la composition massique, il est indifférent d'écrire la formule de l'eau HO avec H = 1 et O = 8 ou de l'écrire H_2O avec H = 1 et O = 16; mais seule cette dernière formule respecte la structure chimique de la molécule d'eau (figure 2.1A).



A) MOLÉCULE D'EAU

B) CELLULE CRISTALLINE UNITAIRE DE NaCl

Fig. 2.1. Théorie atomique de la matière.

TABLEAU III

LISTE ALPHABETIQUE DES ELEMENTS (avec leur masse atomique)

Actinium	Ac	227,05	Curium	Cm	-	Molybdène	Mo	95,94	Samarium	Sm	150,35
Aluminium	Al	26,982	Dysprosium	Dy	162,50	Néodyme	Nd	144,24	Scandium	Sc	44,956
Américium	Am	-	Erbium	Er	167,26	Néon	Ne	20,183	Sélénium	Se	78,96
Antimoine	Sb	121,75	Etain	Sn	118,69	Neptunium	Np	-	Silicium	Si	28,086
Argent	Ag	107,87	Europium	Eu	151,96	Nickel	Ni	58,71	Sodium	Na	22,99
Argon	Ar	39,948	Fer	Fe	55,847	Niobium	Nb	92,906	Soufre	S	32,064
Arsenic	As	74,922	Fluor	F	18,998	Or	Au	196,97	Strontium	Sr	87,63
Astate	At	217	Francium	Fr	-	Osmium	Os	190,2	Tantale	Ta	180,95
Azote	N	14,007	Gadolinium	Gd	157,25	Oxygène	O	15,999	Technétium	Tc	-
Baryum	Ba	137,34	Gallium	Ga	69,72	Palladium	Pd	106,4	Tellure	Te	127,60
Berkélium	Bk	-	Germanium	Ge	72,59	Phosphore	P	30,974	Terbium	Tb	158,92
Beryllium	Be	9,0122	Hafnium	Hf	178,49	Platine	Pt	195,09	Thallium	Tl	204,37
Bismuth	Bi	208,98	Hélium	He	4,0026	Plomb	Pb	207,19	Thorium	Th	232,04
Bore	B	10,811	Holmium	Ho	164,93	Plutonium	Pu	-	Thulium	Tm	168,93
Brome	Br	79,909	Hydrogène	H	1,0079	Polonium	Po	210	Titane	Ti	47,90
Cadmium	Cd	112,40	Indium	In	114,82	Potassium	K	39,102	Tungstène	W	183,85
Calcium	Ca	40,08	Iode	I	126,90	Praséodyme	Pr	140,907	Uranium	U	238,04
Californium	Cf	-	Iridium	Ir	192,2	Prométhéum	Pm	-	Vanadium	V	50,942
Carbone	C	12,011	Krypton	Kr	83,80	Protactinium	Pa	231	Xénon	Xe	131,30
Cérium	Ce	140,12	Lanthane	La	138,91	Radium	Ra	226,05	Ytterbium	Yb	173,04
Césium	Cs	132,91	Lithium	Li	6,939	Radon	Rn	222	Yttrium	Y	88,905
Chlore	Cl	35,453	Lutécium	Lu	174,97	Rhénium	Re	186,2	Zinc	Zn	64,38
Chrome	Cr	51,996	Magnésium	Mg	24,31	Rhodium	Rh	102,91	Zirconium	Zr	91,22
Cobalt	Co	58,933	Manganèse	Mn	54,938	Rubidium	Rb	85,47			
Cuivre	Cu	63,54	Mercure	Hg	200,59	Ruthénium	Ru	101,07			

Enfin, pour des raisons expérimentales, l'élément de référence n'est pas l'hydrogène, mais le CARBONE, plus précisément l'isotope ^{12}C. Donc en toute rigueur la masse atomique de l'hydrogène est H = 1,00797. De même, C = 12,0111, O = 15,9994, etc...

A noter que les symboles H et O **ne représentent plus** les atomes réels, mais un grand nombre de ces atomes. On a donné le nom d'ATOME-GRAMME à la masse, en grammes, de l'élément représenté par son symbole: un atome-gramme d'oxygène c'est donc 16 g d'oxygène. Autrement dit, les symboles du tableau III représentent des atomes-grammes.

Combien d'atomes sont réellement contenus dans un atome-gramme ?

De nombreuses mesures ont donné un nombre extrêmement grand:

$$\boxed{N = 6{,}0247 \times 10^{23}} \qquad (2\text{-}1)$$

On l'appelle NOMBRE D'AVOGADRO (dans certains pays "nombre de Loschmidt").

Dans le même ordre d'idées, on appelle MOLECULE-GRAMME, ou MOLE, d'un corps pur, sa masse moléculaire exprimée en grammes. Bien sûr, la masse moléculaire s'obtient simplement en additionnant les masses atomiques des éléments après les avoir multipliés par le nombre d'atomes engagés dans la combinaison.

Exemples:

eau
- formule H_2O
- masse moléculaire $(1 \times 2) + 16 = 18$
- molécule-gramme — 18 grammes d'eau

acide sulfurique
- formule H_2SO_4
- masse moléculaire $(1 \times 2) + 32 + (4 \times 16) = 98$
- molécule-gramme — 98 grammes d'acide sulfurique

De même que pour un atome-gramme, une molécule-gramme représente la masse d'un nombre de molécules égal au nombre d'Avogadro, c'est-à-dire $N = 6{,}02 \times 10^{23}$.

Il est maintenant facile de calculer la masse des atomes ou des molécules: il suffit de diviser par N l'atome-gramme ou la molécule-gramme.

Par exemple, la molécule d'acide chlorhydrique a une masse de:

$$\frac{HCl\ (g)}{N} = \frac{36{,}5\ g}{6{,}02 \times 10^{23}} = 6{,}06 \times 10^{-23}\ g$$

L'HYPOTHESE MOLECULAIRE EN DEFAUT

L'hypothèse moléculaire de la matière, si précieuse lorsqu'il s'agit d'expliquer les réactions chimiques, le comportement cinétique des gaz, ou même les propriétés des liquides, devient parfois ambiguë et encombrante. Par exemple, la molécule HCl en solution n'existe plus: elle est dissociée en deux ions, un ion chlorure Cl^- et un ion hydrogène H^+ (théorie d'Arrhénius, 1887). De même, le chlorure de sodium, qu'il soit fondu, dissous, ou même à l'état solide, est toujours formé d'ions: ion chlorure Cl^- et ion sodium Na^+ (figure 2.1B). Nous sommes ainsi conduits à penser que **la molécule** NaCl n'existe pas. Pour des raisons analogues, nous ne parlerons pas non plus de la **molécule** de germanium ou de silicium. La notion de molécule doit donc être utilisée avec beaucoup de prudence.

CONCLUSION

En montrant que toutes les substances qu'on rencontre dans la nature, dont la diversité paraît infinie, sont des composés d'un nombre restreint d'éléments, la chimie a rendu abordable l'étude de la constitution de la matière. En même temps, s'est trouvée confirmée l'idée que cette diversité n'est qu'une apparence et que des moyens d'investigation de plus en plus puissants permettraient peut-être un jour de mettre en évidence l'unité supposée de la matière. Certains savants ont même donné un nom à cette hypothétique particule de matière: le quark !

VERIFIEZ VOS CONNAISSANCES

2.A. Quelle est la masse en gramme d'un atome d'aluminium, d'un atome de silicium, d'un atome d'uranium ?

2.B. Calculer, en utilisant le tableau des masses atomiques, les masses moléculaires des composés suivants:

Oxyde de calcium (chaux vive)	CaO
Gaz ammoniac	NH_3
Sulfate d'ammonium	$(NH_4)_2\ SO_4$
Isooctane	$(CH_3)_3\ C - CH_2 - CH(CH_3)_2$

2.C. Quelle est la masse:

a) d'une molécule de sucre C_{12} H_{22} O_{11} ?

b) d'une molécule d'acide nitreux HNO_2 ?

2.D. De combien d'ions Na^+ chaque ion Cl^- est-il entouré ? (Voir figure 2.1B.)

2.E. Quel est l'élément dont l'atome est 14 fois plus lourd que celui de l'hydrogène ?

3. L'ATOME

La théorie atomique discutée jusqu'ici n'offre pas d'explication sur la nature de l'électricité et du magnétisme ou sur la nature de la lumière. Jusqu'à la fin du XVIII^{e} siècle, les savants n'éprouvèrent pas le besoin d'aller beaucoup plus loin, puisque les réactions chimiques n'intéressaient que les limites extérieures de l'atome. Pour étudier les propriétés étonnantes de l'électricité, il fallait, de toute évidence, s'attaquer à l'atome lui-même.

L'ATOME AU COURS DES AGES

Les premiers à entreprendre l'exploration du coeur de l'atome furent l'Anglais Joseph John Thomson et le Néo-Zélandais Ernest Rutherford. Travaillant en équipe, Thomson et Rutherford se mirent à expérimenter les effets des rayons X sur les gaz. En constatant que le gaz devenait conducteur sous l'effet des rayons, Thomson supposa que cette conductibilité résultait de particules invisibles de charges positive et négative engendrées à l'intérieur du gaz, phénomène que l'on nomme ionisation. Il émit même l'opinion que ces particules pourraient fort bien être une partie de ce fameux atome que les savants de l'époque considéraient encore comme une boule de billard indivisible. Il constata aussi que les particules d'électricité négative (ions négatifs) étaient environ 2000 fois plus légères que le plus léger des ions positifs (ion d'hydrogène).

La particule négative découverte par Thomson fut baptisée du nom d'ELECTRON (du grec, **elektron** qui signifie **ambre**). Elle porte une charge électrique extrêmement faible qui sera mesurée directement en 1909 (expérience célèbre de Millikan). On connaît aujourd'hui cette charge avec précision:

$$\boxed{e = q = 1{,}602 \times 10^{-19} \text{ coulomb}} \qquad (3\text{-}1)$$

ainsi que la masse qui la porte:

$$\boxed{m = 9{,}108 \times 10^{-31} \text{ kilogramme}} \qquad (3\text{-}2)$$

La charge de l'électron est dite CHARGE ELEMENTAIRE: c'est la plus petite quantité d'électricité qui puisse exister. Toute charge électrique est un multiple entier de la charge élémentaire. On appelle encore cette dernière le grain d'électricité, et on parle de la structure granulaire de l'électricité. Le courant électrique est un flot de ces grains ou électrons qui s'écoulent.

Avec la découverte de l'électron, de nombreuses images de l'atome devaient être proposées.

Thomson lui-même imagina un modèle atomique consistant en une sphère dans laquelle il y aurait une distribution uniforme d'électricité positive avec des électrons **incrustés** dans la sphère de manière à ce qu'ils soient stables (figure 3.1A).

En 1903, Philippe Lénard, physicien de l'Université de Heidelberg, proposa une structure atomique fondée sur les **dynamides,** c'est-à-dire des couples de charges négative et positive flottant dans l'espace (figure 3.1B).

En 1911, Rutherford trouva que la charge positive de l'atome devait être concentrée dans un très petit volume (10^{-12} cm de diamètre environ). La figure 3.1C nous montre l'atome de Rutherford composé d'un noyau entouré d'électrons devant sans doute graviter autour de ce noyau central.

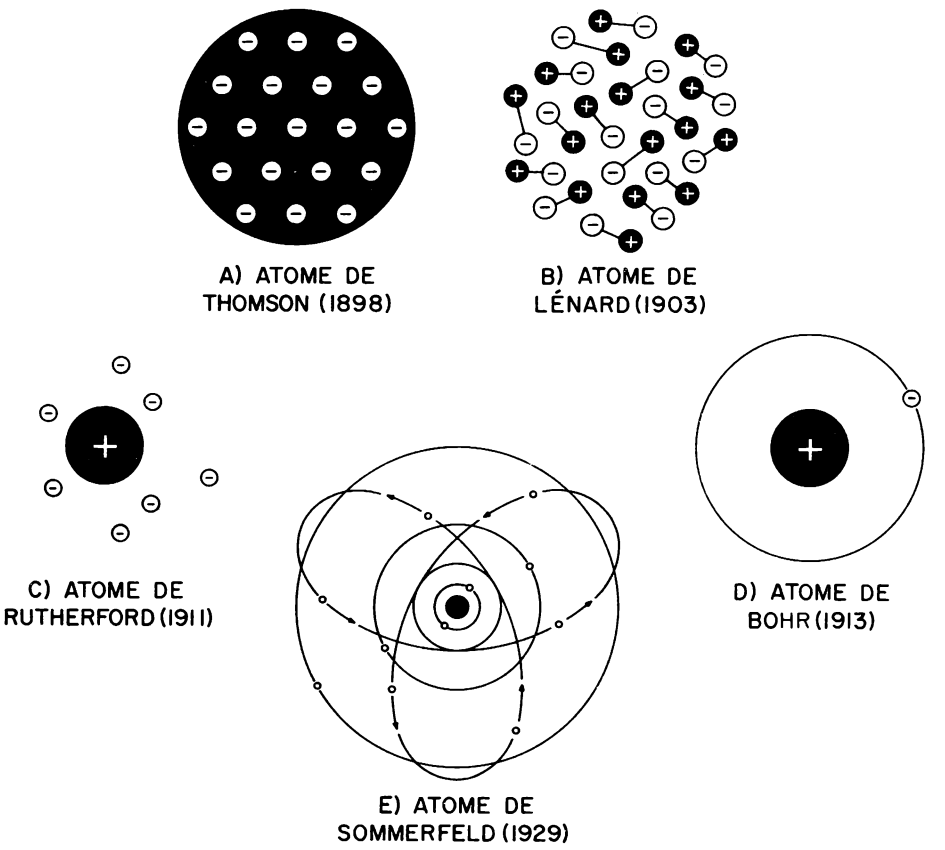


Fig. 3.1. Quelques modèles atomiques.

La théorie de Rutherford expliquait beaucoup de faits constatés expérimentalement et jetait un jour nouveau sur la chimie, mais se heurtait à de grandes difficultés notamment lorsqu'il s'agissait de justifier la stabilité de l'édifice atomique ou les discontinuités observées dans les spectres atomiques.

En effet, on pouvait fort bien accepter que les électrons tournent autour du noyau pour contrebalancer la force électrique qui les attire vers le noyau en y opposant une force centrifuge. Mais alors, si les électrons se déplacent, ils doivent émettre des ondes électromagnétiques (selon la théorie de Maxwell énoncée en 1864), perdre leur énergie et, finalement, se précipiter sur le noyau en suivant une trajectoire en spirale. Or, il n'en est rien.

En 1913, Neils Bohr combina les développements antérieurs pour tenter de former une image plus juste de la structure atomique. Bohr montra qu'en introduisant une nouvelle mécanique adaptée à l'étude du discontinu, dite mécanique QUANTIQUE,* on pouvait conserver l'image atomique de Rutherford. Contrairement à ce qu'enseignait la physique classique, un électron pouvait graviter indéfiniment autour de son noyau sans rayonner son énergie, mais sans toutefois pouvoir emprunter n'importe quelle orbite.

Bohr appliqua ce modèle au plus simple des atomes, celui de l'hydrogène, qu'il supposa formé d'un seul électron décrivant autour du noyau une orbite circulaire dont il calcula les rayons possibles (voir appendice I). La circulation de l'électron sur ces orbites ne comporte aucun échange d'énergie avec l'extérieur (états **stationnaires** de l'électron). En revanche, le passage de l'électron d'une orbite à une autre se traduit par l'émission ou l'absorption, sous forme de radiation, d'une énergie ΔW, telle que

$$\boxed{\Delta W = h\nu} \qquad (3\text{-}3)$$

ΔW étant le quantum d'énergie
h la constante de Planck
ν la fréquence de radiation

Diverses méthodes expérimentales ont donné la valeur suivante:

$$\boxed{h = 6{,}625 \times 10^{-34}\ \text{Js}} \qquad (3\text{-}4)$$

Un ΔW négatif signifie qu'il y a émission d'énergie.

* *Cette mécanique prenait appui sur les idées quantiques de Planck (1899) qui accréditaient la notion de discontinu et de quantum dans les échanges d'énergie.*

Le modèle de Bohr, dans lequel, à des distances relativement grandes du noyau, gravitent sans cesse les électrons, sur diverses orbites circulaires ou, disons, sur diverses COUCHES, s'il allait permettre une interprétation facile de la structure des atomes simples, se révéla, au contraire, comme insuffisant pour l'explication des structures des atomes plus compliqués. Il était impossible de calculer le spectre* complet des éléments plus complexes comme le sodium, le potassium qui, pourtant, présentent certaines analogies chimiques avec l'hydrogène. On s'aperçut bientôt que le portrait était trop simple, pour expliquer tous les faits. Cependant, certains principes fondamentaux demeurent: l'existence du noyau et de ses électrons périphériques est fermement établie. L'image concrète des orbites ne demeure pas mais le concept de NIVEAUX D'ENERGIES de l'électron dans chaque atome s'affirme solidement.

Ce fut SOMMERFELD qui améliora le modèle de Bohr. Pour lui, l'atome devenait un véritable système solaire en miniature avec des planètes, les électrons, voyageant sur des **orbites elliptiques** (attractions électrostatique et gravitationnelle obéissant à la même loi en r^{-2}) et non circulaires comme l'avait proposé Bohr.

Sommerfeld montra que dans l'hydrogène où il y a un seul électron, l'énergie de cet électron ne dépend pas de la forme de l'ellipse et la théorie de Bohr se trouve ainsi être rigoureuse. Dans un atome plus compliqué, ce n'est plus vrai car un électron appartenant à une orbite elliptique allongée pénètre dans les couches électroniques internes et son énergie doit être perturbée par leurs électrons, d'où la subdivision des niveaux d'énergie de l'électron en **SOUS-NIVEAUX.** (Des expériences avec les rayons X avaient effectivement dévoilé ces **sous-niveaux**.) La figure 3.1E donne une représentation de l'atome de sodium en orbites de Sommerfeld.

Ce schéma ne suffisait pas encore à tout expliquer: une analyse spectroscopique plus fine montrait en effet que les spectres des atomes complexes pouvaient contenir des raies multiples qui apparaissent comme des **doublets** (paire), des **triplets** (groupe de trois), etc...

En 1925, les Scandinaves Goudsmit et Uhlenbeck supposèrent que chaque électron était une petite boule tournant sur elle-même, en même temps qu'elle tournait autour du noyau (l'analogie avec le système solaire devient presque parfaite). Cette rotation (SPIN) agit comme un petit courant et ainsi l'électron possède un moment magnétique dû à son mouvement de rotation. Lorsqu'on applique un champ magnétique externe aux atomes d'un gaz qui irradie, la petite différence de niveau d'énergie associée au spin de l'électron se manifeste dans les raies spectrales.

* *Toute substance chauffée émet une lumière caractéristique qui peut être étudiée à l'analyseur de spectre. Un gaz à basse pression fournit un* **spectre de raies,** *aussi caractéristique du type d'atomes contenu dans le gaz que les empreintes digitales le sont d'un individu.*

Les nombreux arrangements apportés à la théorie de Bohr pour résoudre des situations de plus en plus complexes apparaissaient de plus en plus arbitraires et artificiels. Il devenait nécessaire de faire le point et de considérer le problème sous un autre angle. Comme on le verra au chapitre suivant, l'image de l'atome devait se voir modifiée une fois encore par une technique mathématique étrange: LA MECANIQUE ONDULATOIRE, laquelle introduit une fonction de probabilité.

LE NOYAU DE L'ATOME

Arrivé à ce stade, l'investigation scientifique peut se diviser en deux branches, un peu arbitrairement. L'une de ces branches s'intéresse à l'électron, c'est l'ELECTRONIQUE. L'autre branche se consacre au noyau, c'est la NUCLEONIQUE dont la première application, la bombe atomique, nous a laissé un triste souvenir. L'homme a prévu cependant des applications plus nobles (piles atomiques) pour cette science extrêmement prometteuse.

L'étude du noyau de l'atome n'entre pas dans notre objectif actuel. Nous dirons simplement que les deux principaux constituants du noyau (on les appelle NUCLEONS) sont: les **protons** qui portent des charges élémentaires positives et les **neutrons** qui ne portent pas de charge.

Rappelons également la relation fondamentale d'Einstein (1905) entre l'énergie et la matière:

$$\begin{array}{|ccccc|} \hline W & = & m & \times & c^2 \\ \text{Joule} & & \text{kg} & & \text{m/s} \\ \hline \end{array} \qquad (3\text{-}5)$$

W énergie
m masse
c vitesse de la lumière $= 3 \times 10^8$ m/s

Cette relation nous montre que:

a) La masse d'un corps n'est rien d'autre que l'énergie condensée. Pour fixer les idées, soulignons qu'un gramme de matière quelconque représente une énergie:

$$W = 10^{-3} \times (3 \times 10^8)^2 = 9 \times 10^{13} \text{ J}$$

soit

$$\frac{9 \times 10^{13}}{3600\,000} = \underline{25 \text{ millions de kWh}} \text{ !}$$

b) On peut faire varier la masse d'un corps quand on lui enlève ou communique de l'énergie. Ainsi, les fissions nucléaires s'effectuent avec perte de masse, ce qui se traduit par un gain d'énergie pouvant être très considérable.

Comme la masse d'un atome est sensiblement celle de son noyau, et comme la libération de l'énergie potentielle correspondant à cette masse s'obtient par rupture (fission) du noyau, on donne à cette énergie le nom d'énergie **nucléaire.** Lorsque cette énergie est libérée dans un temps très court, comme c'est le cas pour la bombe atomique, l'élévation de température et les effets perturbateurs sont foudroyants. Lorsque, par contre, elle est libérée de façon uniforme et disciplinée, elle devient une source d'énergie incomparablement plus généreuse que la houille ou le pétrole en voie d'épuisement.

VERIFIEZ VOS CONNAISSANCES

3.A. Nommer les trois principaux constituants de l'atome.

3.B. Calculer:

a) le nombre d'électrons par coulomb

b) la quantité d'électrons, par seconde, qui passent dans un conducteur où le courant est de 1 pA (1 picoampère).

c) la masse totale des électrons déplacés en 'b' par seconde

d) le rapport $\frac{e}{m}$ utilisé dans certains problèmes (calcul de trajectoires électroniques, par exemple)

e) l'équivalent en Joule de 1 eV

3.C. Indiquer de quelle façon ont lieu les échanges d'énergie entre un atome et le milieu extérieur.

3.D. Donner brièvement la description du modèle atomique de Bohr.

3.E. Déterminer le quantum d'énergie associé à une radiation de 500 nanomètres (lumière verte) de longueur d'onde.

4. MÉCANIQUE ONDULATOIRE

Introduction: Il est bon de remarquer que les calculs de Bohr s'appuient simultanément sur la mécanique classique et sur la théorie des quanta, deux systèmes parfaitement contradictoires. Si donc ses développements ont abouti à des formules exactes, il n'en reste pas moins vrai que, du point de vue logique, ils laissent beaucoup à désirer.

C'est à Louis de Broglie qu'appartient le mérite d'avoir fait la lumière sur cette difficile question. En 1924, Louis de Broglie exposait les principes de la MECANIQUE ONDULATOIRE, conduisant à attribuer aux électrons un caractère à la fois corpusculaire et ondulatoire. Ces vues purement théoriques furent confirmées d'une manière éclatante par les expériences de Davisson et Germer (1927) sur la diffraction d'un faisceau d'électrons par un cristal de nickel.

La mécanique ondulatoire s'est rapidement développée sous l'impulsion de nombreux savants, dont les principaux sont Schrödinger, Heisenberg, Pauli et Dirac. D'ailleurs, cette nouvelle mécanique ne contredit pas la mécanique classique pour les phénomènes qui sont à notre échelle, elle montre simplement que cette dernière n'est qu'une **approximation** qui n'est plus valable lorsque les corps étudiés ont des dimensions de l'ordre atomique.

PRINCIPE FONDAMENTAL

Si la lumière possède une nature à la fois corpusculaire (effet photoélectrique) et ondulatoire (phénomènes d'interférence), pourquoi toutes les particules n'auraient-elles pas aussi cette nature ?

En effet, un photon possède une énergie $W = h\nu$. On peut lui assigner une masse à partir de l'équation $W = mc^2$. La mise en équation de ces énergies nous permet d'exprimer la longueur d'onde du photon à partir de sa masse:

$$h\nu = mc^2 = \frac{hc}{\lambda}, \text{ d'où}$$

$$\boxed{\lambda = \frac{h}{mc}} \qquad (4\text{-}1)$$

Le produit mc (ordinairement noté par la lettre 'p') représente la quantité de mouvement d'un photon. Dans le même ordre d'idées, on peut supposer pour toute particule dotée d'une quantité de mouvement mv une longueur d'onde égale à:

$$\boxed{\lambda = \frac{h}{mv}} \qquad (4\text{-}2)$$

Telle est la célèbre relation de de Broglie,

où $h = 6{,}62 \times 10^{-34}$ J s est la constante de Planck

m la masse de la particule

v sa vitesse, assez faible pour que la relativité n'intervienne pas ($v \ll c$)

Tout rayonnement a donc un aspect corpusculaire et un aspect ondulatoire: c'est l'un ou l'autre de ces deux aspects complémentaires qui apparaît suivant la nature de l'expérience faite, suivant le dispositif expérimental utilisé. Inversement, **à tout mouvement de particule** (même matérielle) **est associée une onde.** Mais comment peut-on se représenter une telle particule en mouvement ?

Nous serions tenté de la représenter par une onde monochromatique (parfaitement sinusoïdale) de longueur $\lambda = \frac{h}{mv}$, tel que nous le suggère la relation de de Broglie. D'ailleurs, les expériences de diffraction et d'interférence des électrons, neutrons et autres particules nous ont montré que cette association était fondamentalement correcte. Toutefois, une telle représentation n'est pas suffisante à elle seule pour représenter le mouvement de particules isolées.

En effet, une onde monochromatique se reproduit identique à elle-même au bout d'une période, et l'on ne voit pas comment on peut suivre le mouvement de la particule qu'elle est censée représenter figure 4.1A). En fait où est la particule ? L'onde s'étendant sur tout l'espace, il est impossible de dire que la particule est, à un moment donné, à tel endroit plutôt qu'à tel autre. Or, malgré cela, nous savons bien qu'à un certain instant une particule a une certaine localisation. Ce qu'il faut pour représenter le mouvement d'une particule, ce n'est donc pas une onde parfaitement régulière, mais plutôt une perturbation, un **train d'ondes** par exemple, de durée limitée et qui, elle, se déplacerait à la vitesse de la particule (figure 4.1B).

Or, nous savons qu'un **train d'ondes**, si court soit-il et quelle que soit sa forme, peut toujours se ramener à une superposition de vibrations sinusoïdales élémentaires (théorie de Fourier). En toute rigueur, toutes les fréquences ν doivent être considérées, pour que leur superposition reproduise exactement le train d'ondes; mais en pratique, l'intensité $I_{(\nu)}$ correspondant à la fréquence ν devient négligeable dès que cette fréquence s'écarte appréciablement de la fréquence fondamentale ν_0. Donc, en pratique, on n'aura à composer que des fréquences très voisines de ν_0.

La particule que nous avons représentée par un **train d'ondes** peut donc aussi être considérée comme un PAQUET D'ONDES (somme d'ondes sinusoïdales de fréquence ν voisines de ν_0). On peut également dire que c'est un **paquet d'énergie** localisé dans l'espace.

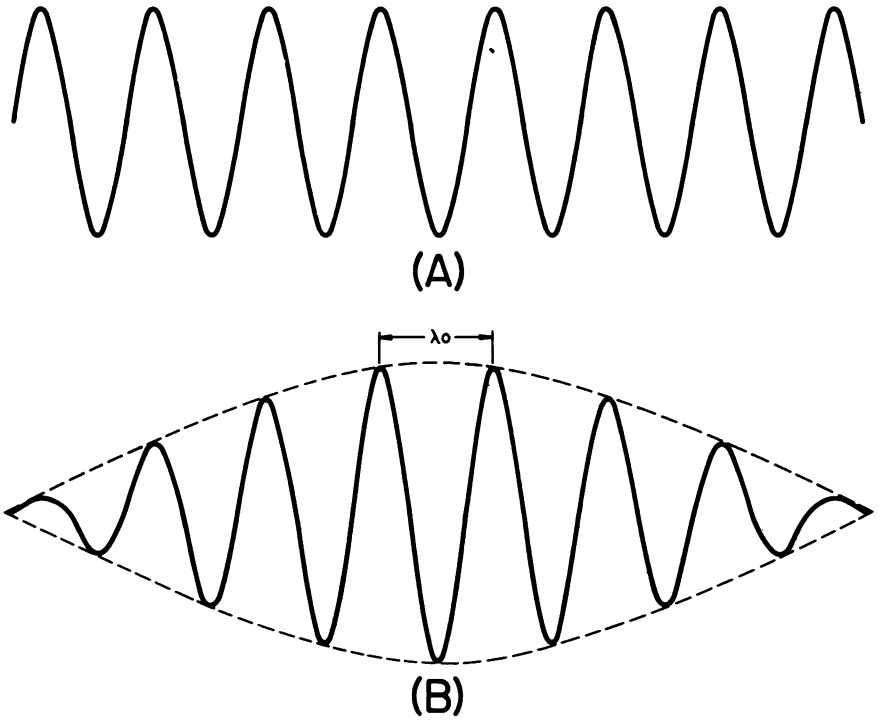


Fig. 4.1. - A - Une onde monochromatique ne peut pas représenter le déplacement d'une particule. - B - La représentation en **train d'ondes** fournit une image acceptable de la particule. Les deux aspects ondulatoire et corpusculaire sont mis en évidence.

Pour que notre représentation ait un sens, il est nécessaire que la vitesse de déplacement de ce paquet d'ondes, ou vitesse de groupe, corresponde à celle que la mécanique classique attribue à la particule. C'est bien l'évolution du paquet d'ondes qu'il nous faut suivre pour décrire la propagation de l'énergie localisée, c'est-à-dire le mouvement de la particule.

Mais une difficulté apparaît alors: l'énergie de la particule est mal déterminée. Le fait qu'une infinité de fréquences voisines interviennent alors que l'énergie de la particule est, d'après la relation $E = h\nu$, strictement déterminée par la fréquence, conduit à une incertitude. Effectivement, l'hypothèse ondulatoire entraîne une limitation fondamentale de la précision avec laquelle nous pouvons connaître simultanément la position et la vitesse (ou l'énergie) d'une particule. Cette limitation est traduite par la célèbre relation d'incertitude d'Heisenberg:

$$\Delta x \,.\, \Delta v \geqslant \frac{h}{2\pi m} \qquad (4\text{-}3)$$

Δx est l'incertitude sur la position
Δv est l'incertitude sur la vitesse
h la constante de Planck
m la masse de la particule

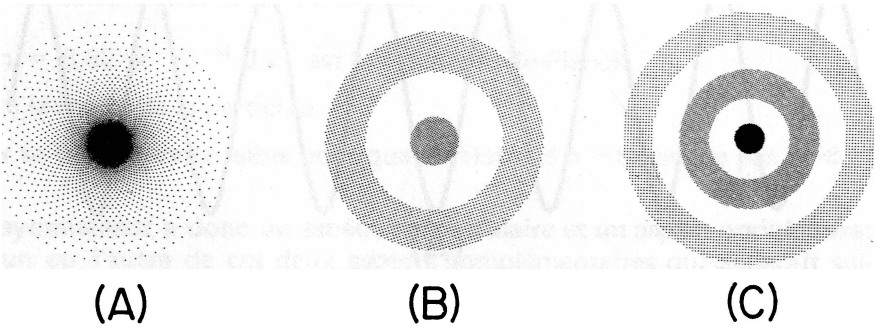


Fig. 4.2. Nuages de probabilité de présence des électrons.

Il n'est pas possible de considérer l'électron comme une particule ponctuelle décrivant, avec une vitesse connue à chaque instant, une trajectoire bien déterminée. Il faut substituer, à l'ancienne conception de la localisation précise du mobile, une notion statistique traduisant la probabilité de trouver l'électron en différents points de l'espace. Ainsi, les belles orbites de Bohr sont devenues des sortes de **nuages de probabilités** aux contours assez flous (figure 4.2).

La mécanique ondulatoire déduit ces renseignements d'une fonction complexe des coordonnées et du temps ψ (x, y, z, t), appelée fonction d'onde et dépendant des données initiales ainsi que du champ de forces dans lequel les particules se déplacent. La fonction ψ est appelée **fonction d'onde** du corpuscule parce qu'elle rappelle par sa forme la fonction d'onde de la théorie électromagnétique.

Il est bien certain qu'une telle fonction, comportant des variables imaginaires, n'a aucune réalité physique. Nous atteignons un domaine où la réalité s'évanouit, où la matière nous glisse entre les doigts, où les mots du langage courant deviennent comme impuissants, malhabiles à appréhender le fond des choses. Seul le langage mathématique peut nous aider, de sorte que les équations constituent à présent le seul vêtement décent dont nous puissions habiller la nature.

LA FONCTION D'ONDE

L'expérience des trous de Young est bien connue en optique. On utilise un montage semblable à celui de la figure 4.3A pour produire un champ d'interférence. S est une source monochromatique ponctuelle. La lumière émise par S se propage vers A et B qui sont deux ouvertures étroites et parallèles équidistantes de S. Chaque fente A et B peut être considérée comme une nouvelle source monochromatique.

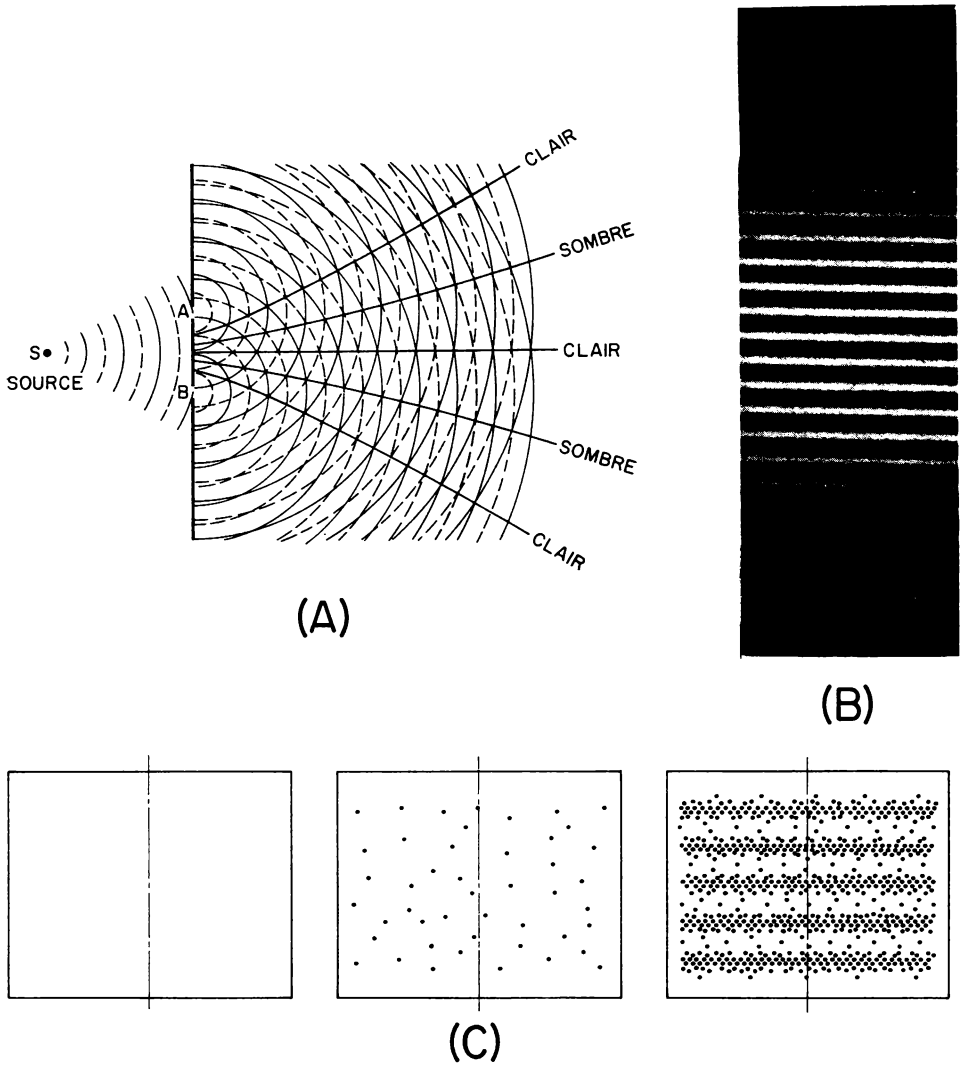


Fig. 4.3. Interprétation probabiliste du phénomène d'interférence lumineuse.

Observons un écran placé parallèlement au plan AB: des franges d'interférences apparaissent comme l'indique la figure 4.3B. Grâce à la théorie ondulatoire de la lumière, l'interprétation est aisée. Les ondes qui partent de A et B, en phase l'une par rapport à l'autre, s'additionnent à certains endroits, produisant une frange claire; à d'autres endroits, elles s'annulent, produisant une frange sombre. Sur la figure 4.3A, les arcs pleins représentent les maxima et les arcs pointillés désignent les minima.

La théorie ondulatoire de la lumière permet de calculer non seulement la position des franges d'interférence, mais aussi la variation de l'intensité lumineuse sur l'écran d'observation. On démontre que cette variation est proportionnelle au carré de ψ, somme des amplitudes des deux vibrations issues de A et de B.

Comment allons-nous interpréter l'expérience de Young, maintenant que la lumière ne nous apparaît comme ni entièrement ondulatoire, ni entièrement corpusculaire, mais comme formée de photons dont chacun peut se décrire par un paquet d'ondes ?

C'est très simple. Nous dirons simplement que chacun des photons peut se manifester en n'importe quel point de l'écran mais que la **probabilité** d'apparition de ce phénomène n'est pas uniforme sur toute la surface de l'écran (figure 4.3C). Si l'on pouvait suivre l'accumulation des photons dans le temps, on observerait facilement cette tendance marquée des photons à choisir certaines zones plutôt que d'autres. En fait, puisque l'intensité des franges est proportionnelle au carré de l'amplitude de l'onde lumineuse, l'interprétation probabiliste quantique propose en échange ceci: **La probabilité d'apparition d'un photon est proportionnelle au carré de l'amplitude ψ de l'onde qui lui est associée.**

Nous aurions pu obtenir des résultats fort semblables à la suite d'expériences d'interférences avec des faisceaux d'électrons, de neutrons, etc... Nous admettrons donc dorénavant, de façon très générale, que le carré de ψ, fonction d'onde attachée à une particule quelconque, est proportionnel à la probabilité qu'a la particule de se trouver au point x, y, z, à l'instant t.

Il s'agit donc maintenant de pouvoir calculer cette fonction d'onde pour un système donné.

La fonction d'onde d'un corpuscule est la solution de l'équation d'onde correspondante. Cette équation, dont l'établissement est traité dans les ouvrages spécialisés (nous en avons résumé les grandes lignes en appendice, à titre purement documentaire) peut être considérée comme une formulation nouvelle du principe de la conservation de l'énergie.

L'équation en question, dite de SCHRODINGER, est une équation aux dérivées partielles du second ordre (voir appendice). Elle n'a de solution satisfaisant aux conditions générales imposées à la fonction, que pour certaines valeurs de E, qui sont les valeurs propres de l'énergie et représentant les énergies permises du corpuscule. La quantification de l'énergie n'est donc plus à introduire arbitrairement comme dans le modèle de Bohr, mais résulte de la forme mathématique des équations.

Dans le cas d'un corpuscule soumis à un champ constant (indépendant de t), l'équation de Schrödinger à trois dimensions s'écrit:

$$\nabla^2 \psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - V) \psi = 0 \qquad (4\text{-}4)$$

où l'opérateur $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$

m : masse du corpuscule
h : quantum d'action de Planck
V . énergie potentielle du système

Pour l'atome d'hydrogène, on sait que la charge du noyau est +q et celle de l'unique électron planétaire −q. Si l'on appelle r la distance qui les sépare, l'équation de Schrödinger devient:

$$\nabla^2 \psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E + \frac{q^2}{r}) \psi = 0,$$

car le potentiel est $-\frac{q^2}{r}$

La solution de cette équation fournit les énergies permises:

$$E_n = \frac{-mq^4}{8\epsilon_0{}^2 h^2} \left(\frac{1}{n^2}\right) \qquad (4\text{-}5)$$

où n = 1, 2, 3... (nombre quantique principal).

Pour n = 1, on a **l'état fondamental;** pour n > 1, divers **états excités.**

Cette formule nous conduit aux mêmes valeurs des niveaux d'énergies que celles prédites par la théorie de Bohr. A chaque valeur propre de l'énergie, donc à chaque valeur de n, correspond une fonction propre, une ORBITALE, définissant la distribution spatiale de l'électron.

Le nombre quantique principal n est relié à la probabilité, par unité de volume, de trouver l'électron à une distance quelconque du noyau.

Mais, pour chaque valeur de n de l'atome d'hydrogène, on trouve que l'équation d'onde possède une ou plusieurs solutions décrites par un second nombre quantique ℓ, appelé **nombre quantique azimutal.**

Pour chaque valeur de n, ℓ peut prendre des valeurs entières 0. 1. 2, . . . (n − 1).

Pour $\ell = 0$, on a une distribution sphérique: la probabilité de présence de l'électron varie selon sa distance du noyau (figure 4.2A), mais cette probabilité conserve une valeur constante sur une sphère dont le centre est le noyau (figure 4.4A). Les orbitales sphériques sont désignées par 1 s, 2 s, 3 s, ... suivant les valeurs de $n = 1, 2, 3 ...$; elles correspondent aux états que les spectroscopistes appellent **"états s"**.

Ainsi, pour revenir à notre atome d'hydrogène, nous dirons que l'orbitale 1 s est occupée dans l'état fondamental, les orbitales sphériques d'ordre supérieur 2 s, 3 s, etc... seulement dans les états excités. Cependant, dans les atomes comportant un grand nombre d'électrons, ces orbitales peuvent être occupées même dans l'état fondamental.

Pour $\ell = 1$, on a la distribution orbitale p, qui a la forme de deux sphères tangentes au centre du noyau. Il y a trois orbitales p qui, selon que leur axe principal est dirigé suivant Ox, Oy, Oz, s'appellent px, py, pz (figure 4.4B).

Pour $\ell = 2$, on a les orbitales d (figure 4.4C).
Pour $\ell = 3$, les orbitales f, etc...

Plus le nombre quantique ℓ augmente, plus la forme géométrique de l'orbitale se complique.

Un troisième nombre quantique doit être considéré lorsqu'on est en présence d'un champ magnétique. Il s'appelle **nombre quantique magnétique** et on le désigne par **m**. Pour chaque valeur de ℓ, m peut prendre les valeurs 0, ± 1, ± 2, ... $\pm \ell$. Les orbitales de ce type de plus basse énergie sont obtenues pour $n = 2$ et sont appelées 2 p (voir tableau IV).

De surcroît, pour définir complètement la fonction d'onde, il est nécessaire d'ajouter un quatrième nombre quantique ou **nombre quantique de spin "s"**.

$$s = \pm \frac{1}{2}$$

Cette propriété résulte du fait que l'électron se comporte comme s'il était animé d'un mouvement de rotation sur lui-même.

Toutes les conditions que nous venons d'énoncer peuvent paraître arbitraires; cependant, la mécanique ondulatoire en fournit des preuves formelles. Leur validité est également confirmée par la concordance de leurs conséquences avec l'expérience.

On a résumé dans un tableau récapitulatif (tableau IV) la classification des fonctions d'ondes d'un atome jusqu'à $n = 3$. L'ensemble des fonctions se rapportant à une valeur déterminée de n constitue ce que l'on appelle vulgairement une couche électronique (K, L, M, ...). On parle également de sous-couches pour l'ensemble des fonctions se rapportant aux mêmes valeurs de ℓ (s, p, d, ...).

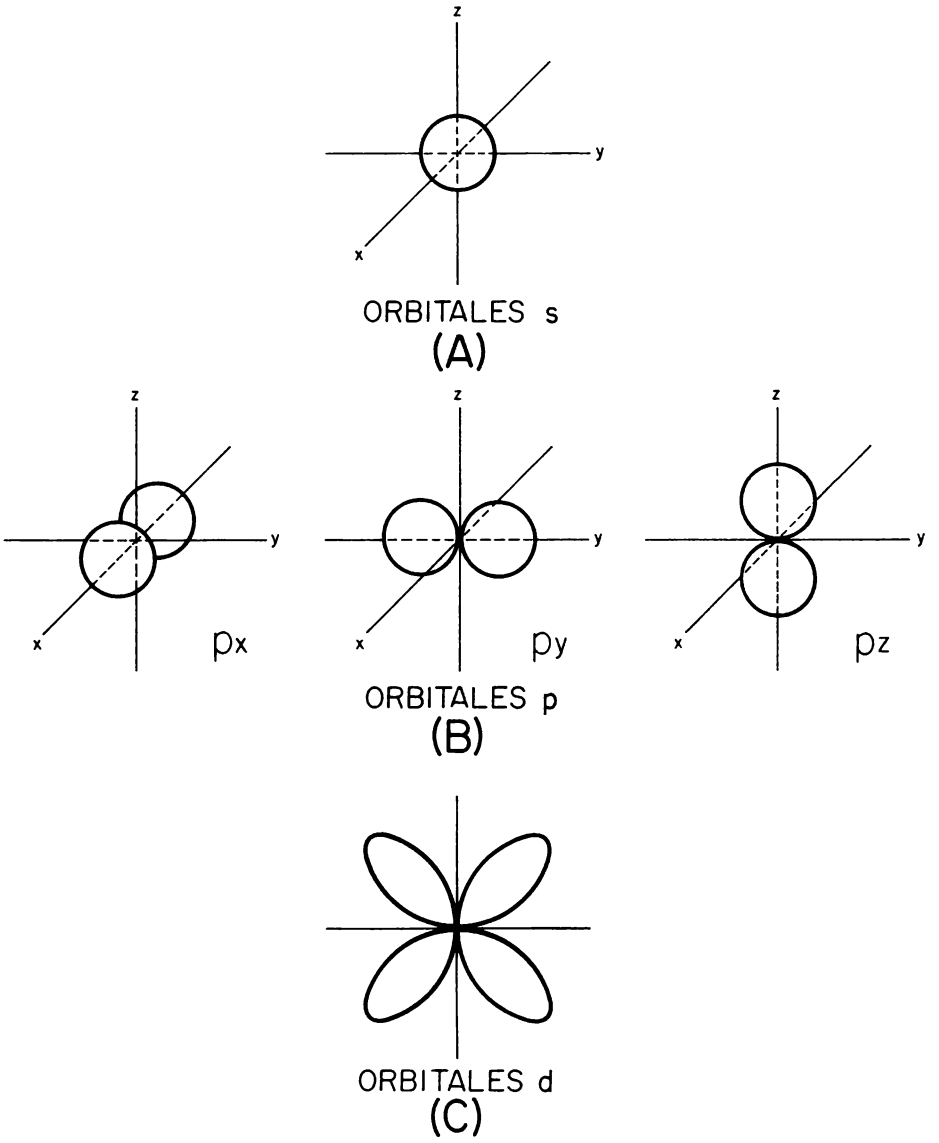


Fig. 4.4. Distributions spatiales types.

EDIFICATION ELECTRONIQUE DES ATOMES

Tous les électrons étant identiques, les atomes ne diffèrent les uns des autres que par la nature du noyau et le nombre des électrons. Reste à savoir maintenant comment les électrons se répartissent autour du noyau ?

De façon assez grossière, nous dirons que les électrons ont tendance à occuper d'abord les couches les plus stables, celles où ils sont unis le plus intimement au noyau; ils remplissent ensuite les couches successives jusqu'à épuisement des électrons disponibles.

TABLEAU IV

CLASSIFICATION DES FONCTIONS D'ONDE

Nombre quantique principal n	Couche	Nombre quantique azimutal ℓ	Sous-couche	Nombre quantique magnétique m	Nombre quantique de spins s	Désignation de l'état	Nombre max. d'électrons	
1	K	0	s	0	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	1s	2	2
2	L	0	s	0	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	2s	2	8
		1	p	0	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	2p	6	
		1	p	+1	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$			
				−1	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$			
3	M	0	s	0	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	3s	2	18
		1	p	0	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	3p	6	
		1	p	+1	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$			
				−1	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$			
		2	d	0	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$	3d	10	
		2	d	+1	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$			
		2	d	−1	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$			
		2	d	+2	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$			
		2	d	−2	$+\frac{1}{2}$ $-\frac{1}{2}$			

La première couche se remplit avec 2 électrons (voir tableau IV), la deuxième couche se trouve complète avec 8 électrons, la troisième avec 18, la n^e avec $2n^2$ électrons. A noter toutefois que la dernière couche, la couche périphérique comporte toujours un maximum de 8 électrons sauf pour la couche K dont le maximum reste fixé à 2. Toute couche complète est dite **saturée.**

En réalité, les choses sont un peu plus compliquées car les électrons préfèrent de temps en temps édifier une nouvelle couche au lieu de terminer celle qui était en cours. Par exemple, les couches O, P et Q des éléments actuellement connus sont incomplètes (voir tableau V). En fait, la répartition électronique veut obéir aux deux lois complémentaires suivantes:

Le principe d'exclusion de Pauli:
Pauli a établi un principe dit d'exclusion, d'après lequel, dans un atome, il ne peut y avoir deux électrons ayant les quatre mêmes nombres quantiques. C'est ainsi que l'hélium possède deux électrons qui ne diffèrent que par le signe du nombre de spins (spins antiparallèles).

$$n = 1, \ell = 0, m = 0, s = +\frac{1}{2}$$

et $$n = 1, \ell = 0, m = 0, s = -\frac{1}{2}$$

ce qui veut dire qu'un des électrons tourne sur lui-même en sens inverse de l'autre.

Les régles de Hund:
Dans un système, s'il existe des orbitales libres équivalentes, les électrons se partagent toujours pour en occuper le plus grand nombre possible. Deux électrons occupant des orbitales équivalentes ont leurs spins parallèles.

C'est ainsi que pour l'azote, on compte trois électrons 2 p. Chacun occupera l'une des orbitales 2px, 2py, 2pz et ils auront même spin.

En nous basant sur ces règles, nous pourrons établir la répartition des électrons dans tous les atomes, aussi complexes soient-ils (voir tableau V). Ainsi, le sodium dont le nombre atomique est Z = 11 possède la structure électronique suivante:

2 électrons sur l'orbitale 1s ($n = 1, \ell = 0$)
2 électrons sur l'orbitale 2s ($n = 2, \ell = 0$)
6 électrons sur l'orbitale 2p ($n = 2, \ell = 1$)
1 électron sur l'orbitale 3s ($n = 3, \ell = 0$)

d'où la notation abrégée: $1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s^1$.

De même, pour le germanium, nous aurons:

$$1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^6, 3d^{10}, 4s^2, 4p^2$$

TABLEAU V

DISPOSITION DES ELECTRONS DANS LES ATOMES											
Numéro atomique et élément		REPARTITION SELON LES COUCHES ET SOUS-COUCHES									
		K	L		M			N			
	n	1	2		3			4			
	l	0	0	1	0	1	2	0	1	2	3
1	H	1									
2	He	2									
3	Li	2	1								
4	Be	2	2								
5	B	2	2	1							
6	C	2	2	2							
7	N	2	2	3							
8	O	2	2	4							
9	F	2	2	5							
10	Ne	2	2	6							
11	Na	2	2	6	1						
12	Mg	2	2	6	2						
13	Al	2	2	6	2	1					
14	Si	2	2	6	2	2					
15	P	2	2	6	2	3					
16	S	2	2	6	2	4					
17	Cl	2	2	6	2	5					
18	Ar	2	2	6	2	6					
19	Kr	2	2	6	2	6		1			
20	Ca	2	2	6	2	6		2			
21	Sc	2	2	6	2	6	1	2			
22	Ti	2	2	6	2	6	2	2			
23	V	2	2	6	2	6	3	2			
24	Cr	2	2	6	2	6	5	1			
25	Mn	2	2	6	2	6	5	2			
26	Fe	2	2	6	2	6	6	2			
27	Co	2	2	6	2	6	7	2			
28	Ni	2	2	6	2	6	8	2			
29	Cu	2	2	6	2	6	10	1			
30	Zn	2	2	6	2	6	10	2			
31	Ga	2	2	6	2	6	10	2	1		
32	Ge	2	2	6	2	6	10	2	2		
33	As	2	2	6	2	6	10	2	3		
34	Se	2	2	6	2	6	10	2	4		
35	Br	2	2	6	2	6	10	2	5		
36	Kr	2	2	6	2	6	10	2	6		

Numéro atomique et élément		RÉPARTITION SELON LES COUCHES ET SOUS-COUCHES										
		K	L	M	N				O			P
n		1	2	3	4				5			6
l		...	...	...	0	1	2	3	0	1	2	0
37	Rb	2	8	18	2	6			1			
38	Sr	2	8	18	2	6			2			
39	Y	2	8	18	2	6	1		2			
40	Zr	2	8	18	2	6	2		2			
41	Nb	2	8	18	2	6	4		1			
42	Mo	2	8	18	2	6	5		1			
43	Tc	2	8	18	2	6	6		1			
44	Ru	2	8	18	2	6	7		1			
45	Rh	2	8	18	2	6	8		1			
46	Pd	2	8	18	2	6	10		...			
47	Ag	2	8	18	2	6	10		1			
48	Cd	2	8	18	2	6	10		2			
49	In	2	8	18	2	6	10		2	1		
50	Sn	2	8	18	2	6	10		2	2		
51	Sb	2	8	18	2	6	10		2	3		
52	Te	2	8	18	2	6	10		2	4		
53	I	2	8	18	2	6	10		2	5		
54	Xe	2	8	18	2	6	10		2	6		
55	Cs	2	8	18	2	6	10		2	6		1
56	Ba	2	8	18	2	6	10		2	6		2
57	La	2	8	18	2	6	10		2	6	1	2
58	Ce	2	8	18	2	6	10	2	2	6		2
59	Pr	2	8	18	2	6	10	3	2	6		2
60	Nd	2	8	18	2	6	10	4	2	6		2
61	Pm	2	8	18	2	6	10	5	2	6		2
62	Sm	2	8	18	2	6	10	6	2	6		2
63	Eu	2	8	18	2	6	10	7	2	6		2
64	Gd	2	8	18	2	6	10	7	2	6	1	2
65	Tb	2	8	18	2	6	10	8	2	6	1	2
66	Dy	2	8	18	2	6	10	10	2	6		2
67	Ho	2	8	18	2	6	10	11	2	6		2
68	Er	2	8	18	2	6	10	12	2	6		2
69	Tm	2	8	18	2	6	10	13	2	6		2
70	Yb	2	8	18	2	6	10	14	2	6		2
71	Lu	2	8	18	2	6	10	14	2	6	1	2
72	Hf	2	8	18	2	8	10	14	2	6	2	2

Numéro atomique et éléments	RÉPARTITION SELON LES COUCHES ET SOUS-COUCHES											
	K	L	M	N	O				P			Q
n	1	2	3	4	5				6			7
l	...				0	1	2	3	0	1	2	0
73 Ta	2	8	18	32	2	6	3		2			
74 W	2	8	18	32	2	6	4		2			
75 Re	2	8	18	32	2	6	5		2			
76 Os	2	8	18	32	2	6	6		2			
77 Ir	2	8	18	32	2	6	7		2			
78 Pt	2	8	18	32	2	6	8		2			
79 Au	2	8	18	32	2	6	10		1			
80 Hg	2	8	18	32	2	6	10		2			
81 Tl	2	8	18	32	2	6	10		2	1		
82 Pb	2	8	18	32	2	6	10		2	2		
83 Bi	2	8	18	32	2	6	10		2	3		
84 Po	2	8	18	32	2	6	10		2	4		
85 At	2	8	18	32	2	6	10		2	5		
86 Rn	2	8	18	32	2	6	10		2	6		
87 Fr	2	8	18	32	2	6	10		2	6		1
88 Ra	2	8	18	32	2	6	10		2	6		2
89 Ac	2	8	18	32	2	6	10		2	6	1	2
90 Th	2	8	18	32	2	6	10		2	6	2	2
91 Pa	2	8	18	32	2	6	10	2	2	6	1	2
92 U	2	8	18	32	2	6	10	3	2	6	1	2
93 Np	2	8	18	32	2	6	10	4	2	6	1	2
94 Pu	2	8	18	32	2	6	10	5	2	6	1	2
95 Am	2	8	18	32	2	6	10	7	2	6		2
96 Cm	2	8	18	32	2	6	10	7	2	6	1	2
97 Bk	2	8	18	32	2	6	10	8	2	6	1	2
98 Cf	2	8	18	32	2	6	10	9	2	6	1	2
99 E	2	8	18	32	2	6	10	10	2	6	1	2
100 Fm	2	8	18	32	2	6	10	11	2	6	1	2
101 Mv	2	8	18	32	2	6	10	12	2	6	1	2
102 No	2	8	18	32	2	6	10	14	2	6		2
103 Lw	2	8	18	32	2	6	10	14	2	6	1	2

et pour le silicium:

$$1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^2$$

IMPORTANCE DE LA COUCHE PERIPHERIQUE

La couche périphérique d'électrons est la plus importante de l'atome, c'est elle qui donne à l'atome ses propriétés chimiques et physiques; on l'appelle aussi couche de valence. La classification des éléments, établie en 1869 par Mendeleïeff, à partir des propriétés chimiques et physiques des corps, groupe précisément les atomes ayant un même nombre d'électrons périphériques.

Une propriété qui nous intéresse en premier lieu est la facilité que possède l'atome de gagner ou de perdre des électrons.

Les éléments dont la couche périphérique ne comporte qu'un, deux ou trois électrons auront tendance à perdre ces électrons. Ces éléments sont de bons conducteurs de la chaleur et de l'électricité; la plupart des métaux appartiennent à cette catégorie d'éléments.

Les éléments dont la couche périphérique comporte cinq, six ou sept électrons ont plutôt tendance à capter des électrons pour compléter la couche extérieure à 8. Ces corps sont de mauvais conducteurs.

Les éléments ayant huit électrons périphériques ont leur couche extérieure saturée et ne manifestent aucune espèce d'affinité. Ces éléments sont stables, (isolants) et ne donnent pratiquement pas de réactions chimiques. C'est le cas de tous les gaz rares contenus dans l'air: hélium, néon, argon, krypton, xénon, radon.

Enfin, les éléments possédant quatre électrons périphériques se caractérisent par une certaine indifférence à perdre ou à gagner des électrons. On les appelle **amphotères** et ils sont, du point de vue électrique, des **semi-conducteurs;** ex. germanium, silicium.

VERIFIEZ VOS CONNAISSANCES

4.A. Dans quel domaine l'utilisation de la mécanique ondulatoire devient-elle nécessaire ?

4.B. Calculer la longueur d'onde associée à un électron doué d'une énergie de 10 000 eV.

4.C. Définir les quatre nombre quantiques.

4.D. a) L'électron solitaire de l'hydrogène parcourt normalement une orbite circulaire d'un rayon de $0{,}53 \times 10^{-10}$ m (voir appendice I).L'énergie thermique ou d'autres formes d'énergie peuvent mettre cet électron sur d'autres orbites dont les rayons sont donnés par la relation:

$$r_n = r_1 \, n^2 \quad \text{avec}$$

r_n : rayon de la $n^{ième}$ orbite

$n = 1, 2, 3, \ldots$

$r_1 = 0{,}53 \times 10^{-10}$ m (rayon de la première orbite)

Démontrer cette relation en prenant comme hypothèse les résultats présentés en appendice.

b) Calculer les rayons de la seconde et de la troisième orbite.

c) Montrer que la formule $E_n = \frac{13{,}6}{n^2}$ (eV) qui donne les niveaux énergétiques de l'hydrogène est équivalente à celle donnée en appendice.

d) De combien de couches a-t-on besoin pour représenter tous les éléments connus présentement ?

e) En considérant le nombre d'électrons périphériques, préciser à quelle catégorie de corps (conducteurs, semiconducteurs, mauvais conducteurs) appartiennent les éléments suivants:

Sélénium (Se)	Soufre (S)
Cadmium (Cd)	Gallium (Ga)
Etain (Sn)	Nickel (Ni)
Calcium (Ca)	Cobalt (Co)
Manganèse (Mn)	Césium (Cs)
Brome (Br)	Plomb (Pb)

NB. Se servir du tableau V pour répondre aux deux dernières questions.

5. THÉORIE DES BANDES D'ÉNERGIE

Parmi les propriétés des solides, certaines appartiennent en propre aux atomes qui constituent les cristaux. Par contre, d'autres propriétés dépendent surtout de l'état de la matière, de la façon dont les atomes constituants sont disposés ainsi que des modes de liaison interatomiques. Nous comprendrons alors facilement ce qui différencie, sur le plan des caractéristiques électriques, un semi-conducteur d'un métal, ou encore, pourquoi le germanium n'a pas le même comportement électrique ou magnétique selon qu'il se trouve à l'état amorphe, liquide ou cristallisé.

La plupart des caractéristiques électriques des solides peuvent être expliquées en faisant appel à la **théorie des bandes d'énergie** que nous exposerons ci-après de manière abrégée.

INTERACTION ENTRE LES ATOMES

Nous avons vu que, dans un atome isolé, c'est-à-dire très éloigné des autres atomes comme dans le cas des gaz, les électrons occupent des niveaux d'énergie bien déterminés; la différence entre deux niveaux étant définie de façon précise par la relation:

$$W_2 - W_1 = h\nu \qquad (5\text{-}1)$$

Considérons à présent deux atomes isolés et rapprochons-les progressivement. Lorsque la distance entre atomes décroît, chacun exerce sur l'autre une action croissante. Cette interaction est d'abord une attraction qui tend à rapprocher les deux atomes. Au fur et à mesure que la distance diminue, l'attraction faiblit, cesse et se transforme finalement en répulsion. Il existe donc des distances interatomiques pour lesquelles il y a équilibre, d'où la possibilité de former des édifices atomiques stables très serrés, tel le cas des cristaux.

Ce qu'il faut comprendre surtout, c'est que lorsqu'on rapproche les atomes pour former un cristal, les niveaux énergétiques, d'abord inchangés, sont progressivement altérés. Dans le cas de deux atomes identiques voisins, chaque niveau se dédouble; le phénomène est comparable à celui qui se produit lorsqu'on couple de façon assez serrée deux circuits LC accordés sur la même fréquence: la courbe de réponse présente deux maxima (figure 5.1). Cela est d'ailleurs en accord avec le principe d'exclusion de Pauli qui veut qu'un niveau énergétique ne soit jamais répété dans un même système atomique.

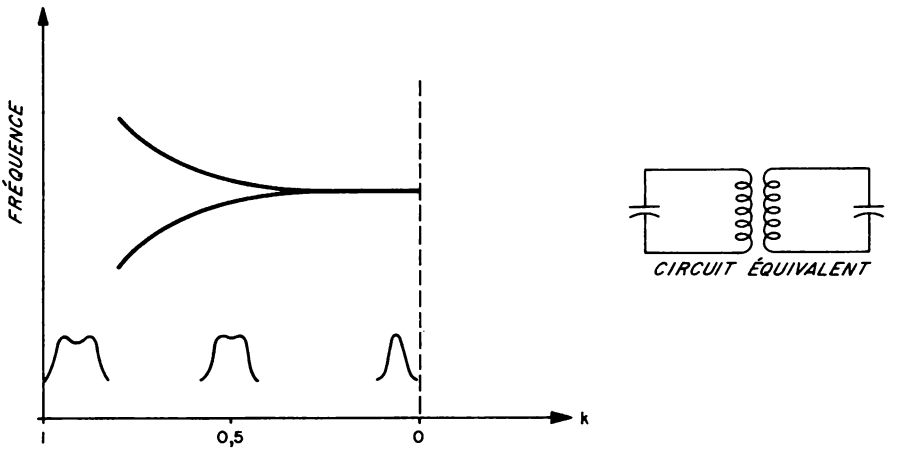


Fig. 5.1. L'interaction entre deux atomes peut être comparée à celle de deux circuits couplés.

BANDES D'ENERGIE

Supposons à présent que nous ayons à notre disposition N atomes (atomes de germanium, pour fixer les idées) et que nous les rapprochions graduellement en vue de former un cristal. Rappelons la structure électronique de l'atome de germanium: $1\,s^2\ 2\,s^2\ 2\,p^6\ 3\,s^2\ 3\,p^6\ 3\,d^{10}\ 4\,s^2\ 4\,p^2$.

Les niveaux des couches profondes, parce qu'ils correspondent à des électrons fortement liés au noyau et qu'ils sont en outre protégés par des couches moins profondes, ne sont pratiquement pas modifiés. Au contraire, les électrons de la couche extérieure, les électrons de valence, vont jouer un rôle fondamental dans les interactions réciproques qui vont se développer.

Nous ne considérerons donc désormais que les électrons de valence. Notons que pour l'atome de germanium ces électrons sont au nombre de quatre: deux électrons occupent l'état s, les deux autres l'état p. Ce dernier état peut accepter un total de 6 électrons, il reste donc 4 places vacantes qui pourront être remplies par des électrons **étrangers**; on dit, pour cette raison, que le germanium est **tétravalent.**

Donc, pour revenir à notre cristal de germanium composé de N atomes, il y a 2 N électrons qui occupent les 2 N **états s** disponibles et 2 N électrons qui occupent les 6 N **états p** disponibles.

Lorsque les distances entre atomes sont grandes, les niveaux énergétiques individuels coïncident (figure 5.2, à droite) mais lorsque les atomes sont rapprochés, les interactions réciproques engendrent une multitude de niveaux distincts mais très voisins constituant ce que l'on appelle une BANDE D'ENERGIE (de Bloch). Le nombre total de niveaux est en fait un multiple de N; ce nombre, quoique fini, est si grand, qu'une bande d'énergie peut être considérée comme continue, c'est-à-dire qu'à toute valeur d'énergie intérieure à cette bande correspond au moins un niveau possible pour un électron. Cependant, même si les niveaux possibles sont très rapprochés les uns des autres, la bande d'énergie peut s'étendre sur plusieurs eV puisque N est très grand.*

Ainsi, les deux niveaux fondamentaux "s" et "p" sont maintenant remplacés par deux bandes d'énergie séparées par une zone interdite où il n'y a pas d'états énergétiques disponibles pour les électrons. Toutefois, lorsqu'on diminue encore la distance interatomique, la zone interdite disparaît et les bandes énergétiques se chevauchent (figure 5.2). Dans de telles conditions, il n'est plus possible de faire la distinction entre les sous-couches "s" et "p"; les états énergétiques disponibles se chiffrent à $6\,N + 2\,N = 8\,N$ alors que les électrons sont au nombre de $2\,N + 2\,N = 4\,N$. Il convient de souligner encore une fois l'aspect tétravalent du germanium. En effet, chaque atome fournit **quatre** électrons au cristal. La bande occupée par ces électrons est appelée BANDE DE VALENCE.

Si l'on se rapproche à présent de l'espacement interatomique normal (paramètre cristallographique du réseau) dans un cristal réel de germanium, nous constatons (figure 5.2) qu'il se forme à nouveau une bande interdite séparant deux bandes d'énergies. La bande supérieure, appelée BANDE DE CONDUCTION, est vide (du moins, au zéro absolu) mais offre 4 N états possibles tandis que la bande inférieure, la BANDE DE VALENCE, groupe les 4 N électrons dont il a été question précédemment.

La hauteur de la bande interdite (ou énergie d'activation intrinsèque) est d'environ 0.7 eV pour le germanium et de 1.1 eV pour le silicium; naturellement elle varie avec la température.

Sous l'effet d'une excitation appropriée: agitation thermique, rayonnement lumineux, bombardement par des particules, champ électrique..., un électron de la bande de valence peut recevoir une énergie au moins égale à l'énergie d'activation intrinsèque (symbole E_G ou E_g) et franchir la bande interdite pour tomber dans la bande de conduction: **la conductibilité apparaît alors.**

* *Dans un cristal de germanium, on a une densité d'environ* 5×10^{22} *atomes/cm*^{3}.

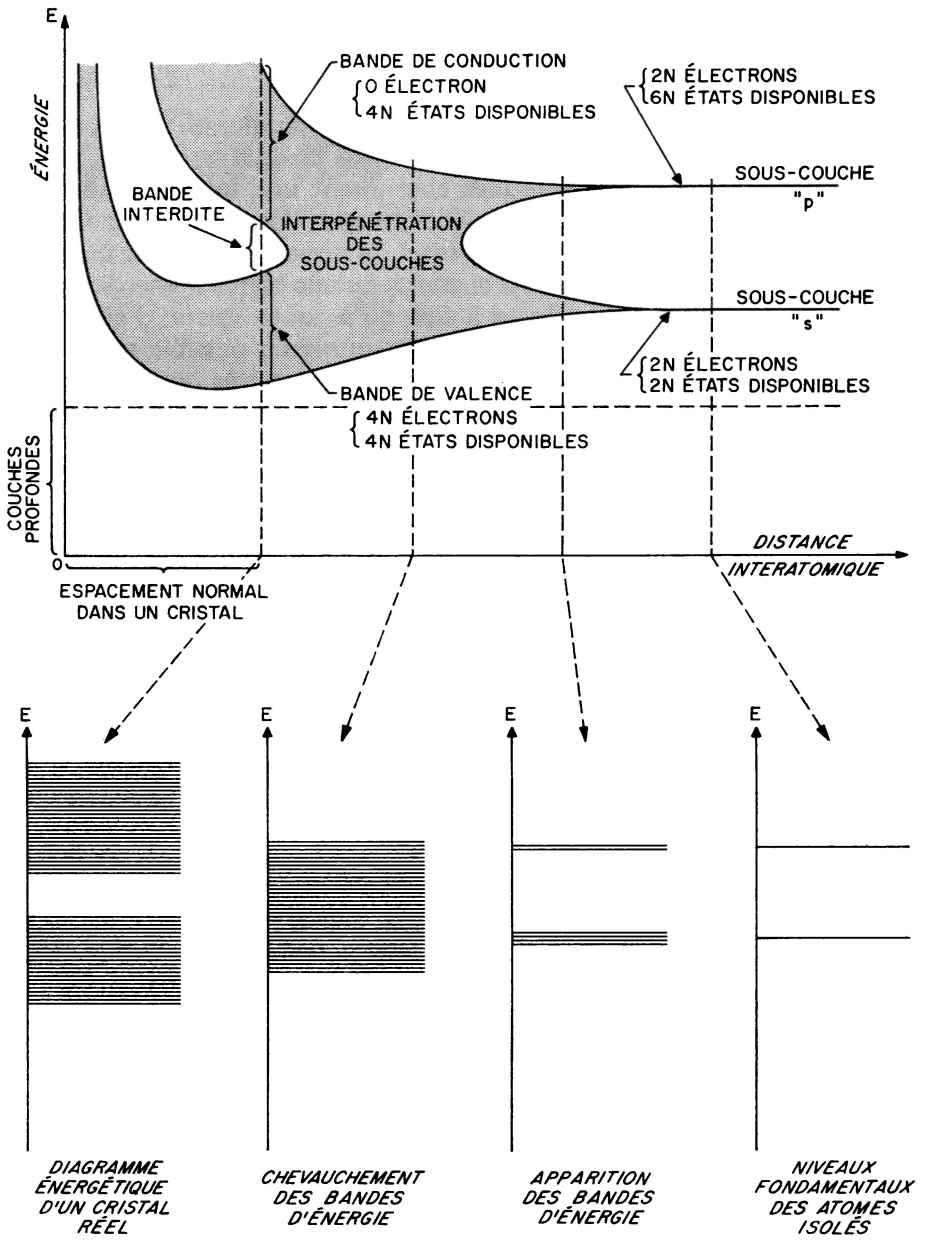


Fig. 5.2. Influence de la distance interatomique sur les niveaux d'énergie d'un réseau.

CLASSIFICATION DES CORPS SOLIDES

On peut classer les solides en trois catégories, en fonction de leur aptitude à conduire le courant électrique.

Isolants: S'il ne passe pratiquement aucun courant dans un solide, bien que soumis à une action énergétique externe, on dit qu'il est un isolant; tel est par exemple le cas du diamant.

Conducteurs: Lorsqu'un corps se laisse facilement traverser par un courant électrique, on dit qu'il est un bon conducteur de l'électricité; tels sont par exemple les métaux et les alliages.

Semi-conducteurs: De façon très simpliste, nous dirons que les solides appelés semi-conducteurs ont un comportement électrique intermédiaire entre les conducteurs et les isolants. Nous les analyserons en détail dans les prochaines pages.

Ces différences de comportement peuvent s'expliquer aisément en considérant les diagrammes des bandes d'énergie propres à chaque catégorie de corps (figure 5.3). Nous ne considérons que les bandes d'énergie élevée: la bande de valence et la bande de conduction qui sont les seules à être concernées par les phénomènes de conduction. La bande de valence est toujours complètement occupée par des électrons; la bande de conduction est vide quand le solide ne reçoît aucune énergie de l'extérieur.

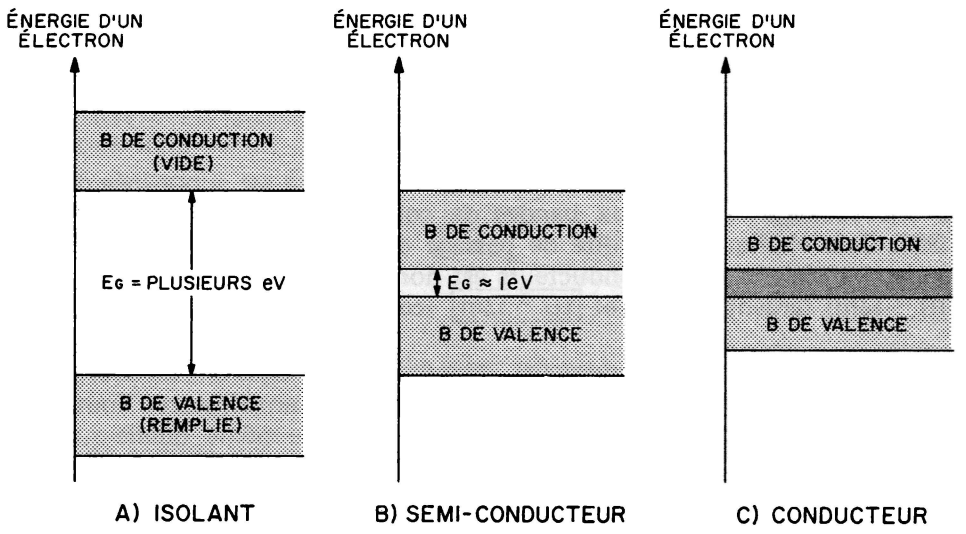


Fig. 5.3. Diagrammes énergétiques des solides.
(L'échelle des abscisses est dépourvue de sens.)

Entre ces deux bandes, se trouve le plus souvent une bande interdite — on l'a vu précédemment — qui correspond à des énergies que les électrons ne peuvent acquérir de façon stable mais qu'ils peuvent parfois franchir pour passer de la bande inférieure à la bande supérieure ou vice-versa.

Les **isolants** sont les corps dont la bande interdite est trop large (plusieurs eV) pour que les électrons puissent normalement la franchir (figure 5.3 A). Il faudrait leur fournir une énergie tellement grande que l'isolant serait détruit.

Donc, un isolant ne possède pas d'électrons libres.

Lorsqu'on applique une tension croissante à un isolant, le courant reste nul puis brusquement l'isolant "claque" quand on atteint la valeur disruptive.

Notons enfin que les isolants ont une très grande résistivité: supérieure à $10^6\ \Omega m$. Les bons isolants industriels ont des résistivités variant entre $10^{10}\ \Omega m$ et $10^{16}\ \Omega m$ (papier imprégné, micanite, huiles, matières plastiques).

Dans les **semi-conducteurs**, la largeur de la bande interdite est petite (1 eV environ), de sorte que les électrons peuvent la franchir quand on leur fournit une énergie suffisante (figure 5.3B). Cette énergie pourra leur être fournie, sans destruction du corps, par une élévation de température, par des radiations ou par des champs électriques.

La résistivité des semi-conducteurs se tient généralement entre $10^{-6}\ \Omega m$ et $10^6\ \Omega m$ à température ordinaire. Cependant, aux très basses températures, leur résistivité devient comparable à celle des bons isolants. Au zéro absolu (−273° C) ils sont parfaitement isolants. Par contre, quand la température s'élève, leur résistivité diminue rapidement. **Leur coefficient de température est donc négatif.**

Dans les **conducteurs**, la bande interdite intermédiaire est supprimée du fait du chevauchement des deux bandes de conduction et de valence (figure 5.3C). Cela explique la facilité de passage des électrons de l'une à l'autre bande. La résistivité des conducteurs est donc faible; elle s'échelonne entre $10^{-8}\ \Omega m$ (argent, cuivre) et $10^{-6}\ \Omega m$ (certains alliages pour résistances).

Contrairement aux semi-conducteurs, les métaux et alliages ont un coefficient de température positif: leur résistivité croît avec la température. Toutefois, le nombre d'électrons libres par unité de volume est le même, quelle que soit la température. Si la résistivité augmente avec cette dernière, c'est à cause de l'accroissement de l'agitation désordonnée et des chocs qui en résultent.

Il convient de souligner également qu'à une température constante, la résistance d'un conducteur est invariable; en particulier elle ne dépend pas de la tension qui lui est appliquée ni du courant qui le traverse. C'est ce qui justifie la loi d'Ohm.

LES DIFFERENTS TYPES DE LIAISONS

Il est intéressant de savoir que les différences dans les caractéristiques électroniques (et physiques, en général) des matériaux tiennent principalement au mode dominant de la liaison entre les constituants atomiques ou moléculaires, selon le cas. On distingue en gros cinq types de liaisons:

1. Liaison ionique ou électrovalente.

Elle est caractérisée par un véritable **transfert** d'électrons d'un atome à l'autre. Par exemple, l'atome de chlore **réagit** sur l'atome de sodium pour former une espèce chimique bien connue: le chlorure de sodium (figure 5.4).

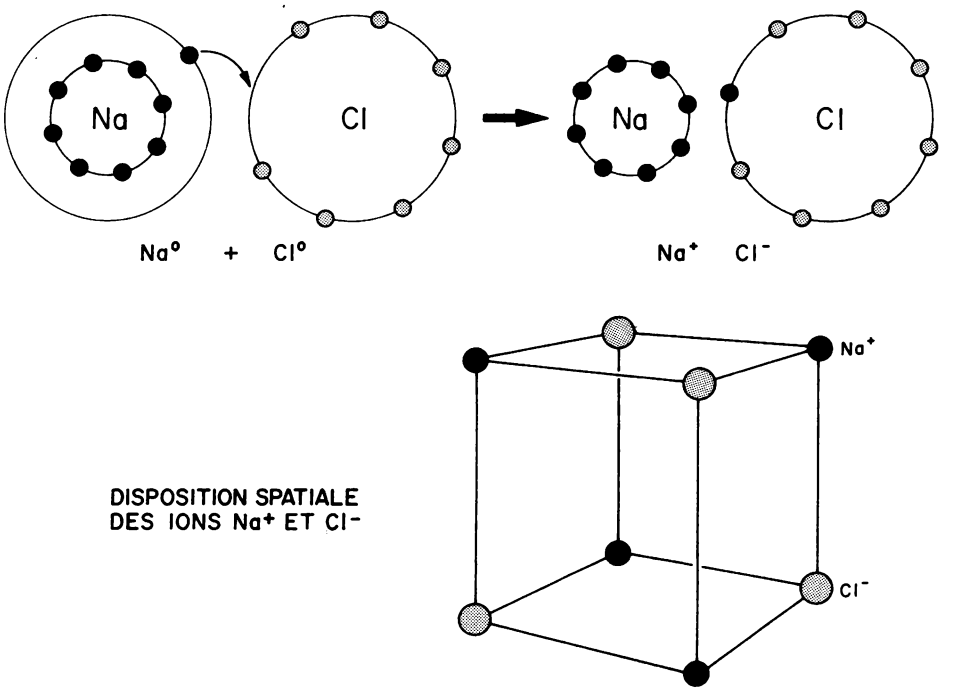


Fig. 5.4. La liaison ionique.

L'atome de sodium qui a donné un électron prend une charge positive et devient le cation Na^+; l'atome Cl, qui a reçu l'électron, prend une charge négative et devient l'anion Cl^-. La force de liaison entre les ions est évidemment de nature électrostatique (force de Coulomb); elle est relativement grande, si bien que les ions sont fermement retenus.

La conductivité dans les composés ioniques est due au déplacement d'ions plutôt qu'au déplacement d'électrons. Cet aspect est important dans les phénomènes d'électrolyse, mais nous intéresse peu pour le moment.

2. Liaison covalente.

C'est un type de liaison très directionnelle produite par la **mise en commun** d'électrons appartenant à plusieurs atomes. Ce type de liaison se rencontre dans les composés comme SiO_2, HCl, ou même dans certaines molécules telles H_2, N_2, Cl_2 ... C'est aussi ce mode de liaison qui rend possible les composés dits organiques (CCl_4, CH_4 ...). Enfin, on retrouve la liaison covalente au sein des cristaux C, Ge, Si, etc... d'où son importance en physique des semi-conducteurs.

Dans tous les cas, le partage d'électrons a lieu de façon à créer autour de chaque atome une configuration électronique stable qui rappelle celle des gaz rares (8 électrons sur la couche externe).

Dans une liaison covalente entre deux atomes renfermant un grand nombre d'électrons, seule la répartition des électrons des couches externes est modifiée. La liaison n'affecte pas les électrons des couches profondes. On représente alors la liaison formée par la mise en commun d'une paire d'électrons entre deux atomes par le schéma de la figure 5.5. Dans le cas du germanium, nous aurions la représentation de la figure 6.4. Mais la liaison de covalence est quelquefois schématisée par un simple tiret: exemples: Cl-Cl, -Ç- , etc.

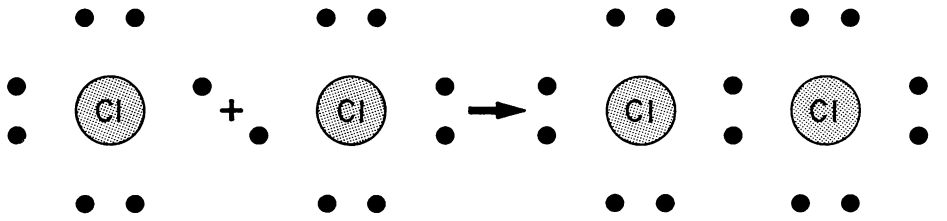


Fig. 5.5. Liaison covalente simple dans une molécule Cl_2.

Les forces en jeu sont légèrement plus faibles que les forces électriques qui existent dans les substances ioniques. Cependant, les cristaux covalents sont tous très durs du point de vue mécanique et leur point de fusion est en général élevé. Leur conductivité électrique est faible. Ce dernier aspect sera analysé dans les pages qui suivent.

3. Liaison métallique.

Cette liaison de type homopolaire (c'est-à-dire entre atomes identiques) est celle qui caractérise tous les métaux. Les électrons de valence sont très peu liés à l'atome et peuvent errer d'un atome à l'autre. Il se forme en quelque sorte un nuage d'électrons qui enveloppe des ions positifs. **L'interaction** entre ce **gaz d'électrons** (négatif) et les **ions positifs** constitue la force de liaison métallique. A vrai dire, cette liaison est plutôt lâche et les ions jouissent d'un certain degré de liberté. Cela explique la propriété de malléabilité des métaux; on peut même, sous l'effet de la température ou de la pression, modifier la structure d'un métal.

Les cristaux métalliques sont de très bons conducteurs de la chaleur et de l'électricité.

4 et 5. Liaisons type moléculaire — Liaison hydrogène.

Ces deux types de liaisons présentent peu d'intérêt pour nous et sont, de toutes manières, assez mal connues. Dans le premier cas, ce sont les forces de Van der Waals (ou de polarisabilité) dues aux dipôles électriques (formés par les molécules) qui assurent une certaine cohésion entre les molécules. Les forces de liaison sont faibles.

Dans le deuxième cas, la liaison est obtenue par action du proton d'hydrogène qui a perdu son électron (donc positif) sur les parties négatives des molécules voisines. Bien entendu, ce type de liaison se rencontre dans les composés qui contiennent l'atome d'hydrogène. Ces liaisons sont faibles et engendrent des structures en chaîne.

VERIFIEZ VOS CONNAISSANCES

5.A. Voici les résistivités de quelques corps connus:

Argent	$1{,}64 \times 10^{-8}\ \Omega m$
Cuivre	$1{,}70 \times 10^{-6}\ \Omega cm$
Eau pure	$10\ M\Omega m$
Arséniure de gallium	$5 \times 10^{7}\ \Omega cm$
Porcelaine	$10^{11}\ M\Omega m$

a) Convertir toutes ces résistivités en Ωm (ou $\Omega m^2/m$).

b) Indiquer la catégorie à laquelle chaque corps appartient.

c) Calculer la conductivité du cuivre.

5.B. Un échantillon de semi-conducteur a la forme d'un disque de 10 mm de diamètre et 2 mm d'épaisseur. La résistance entre deux électrodes métalliques très minces déposées sur les deux faces du disque est mesurée au pont de Wheatstone. On trouve 1 200 Ω à 15° C.

Quelle est la résistivité de la substance à cette température ?

6. MÉCANISME GÉNÉRAL DE LA CONDUCTION DANS LES SOLIDES

Les considérations que nous aborderons dans ce chapitre sont tout à fait générales et peuvent, par conséquent, s'appliquer à n'importe quel type de solide. Nous parlerons en termes de **PORTEURS DE CHARGE** sans nous préoccuper de la nature même de ces porteurs; nous les considérerons simplement comme des véhicules disponibles pouvant transporter l'électricité d'un point à un autre du réseau. Une fois la théorie générale précisée, nous pourrons alors étudier ce qui se passe de façon plus spécifique dans chaque catégorie de solide.

Nous admettrons donc que les porteurs de charge sont capables de se déplacer librement dans le solide. Normalement, en l'absence de toute cause extérieure, les porteurs circulent dans le solide dans tous les sens (agitation désordonnée), de sorte que la somme des intensités de toutes les trajectoires particulaires est constamment nulle.

Si, par contre, on soumet le solide à un champ électrique, à l'agitation désordonnée des porteurs se superposera un mouvement d'ensemble et il en résultera un COURANT ELECTRIQUE.

MOUVEMENT DES PORTEURS DANS UN CHAMP ELECTRIQUE

Champ électrique

La notion de champ électrique a été définie en électricité. Rappelons-la sommairement à l'aide d'un exemple.

La figure 6.1 représente deux armatures métalliques reliées chacune à une borne d'une source de tension de 8 volts par exemple. Entre les armatures, supposons une distance de 4 cm.

En un point tel que A, on dit qu'il règne un **champ électrique** uniforme*, dont la grandeur (ou l'intensité) est caractérisée par:

$$\boxed{E = \frac{V}{d}} \qquad (6\text{-}1)$$

soit: $$E = \frac{8\,(V)}{0{,}04\,(m)} = \frac{800}{4} = 200\ V/m\ \text{(volts par mètre)}$$

* *Le champ électrique est uniforme lorsque les lignes de champ sont parallèles entre elles . On obtient un tel champ entre deux plaques planes et parallèles chargées, à condition toutefois de ne pas trop s'approcher des bords.*

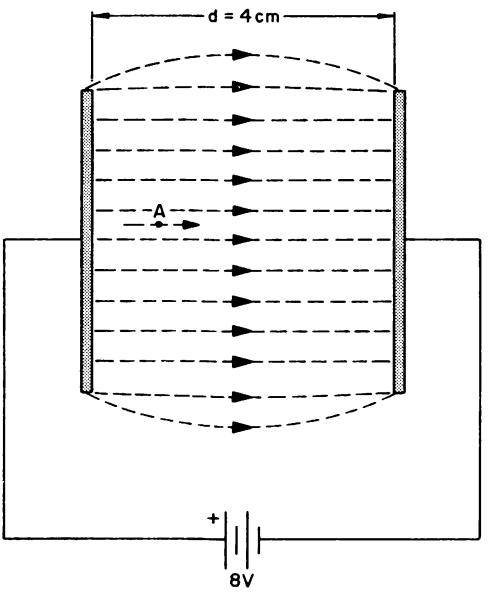


Fig. 6.1. Définition du champ électrique.

Mais cela ne suffit pas à définir complètement les propriétés du champ électrique; il faut ajouter les notions de direction et de sens. Le champ électrique est en effet une **grandeur vectorielle** et doit se représenter par un vecteur.

Les lignes de champ représentées en pointillés à la figure 6.1 sont des courbes admettant en chaque point le vecteur champ comme tangente. La représentation des lignes de champ est souvent intéressante car elle montre bien la configuration globale du champ. Les lignes sont orientées dans le sens du champ; par convention, ce sens va des potentiels plus positifs vers les potentiels plus négatifs.

Vitesse de dérive des porteurs

Appliquons maintenant un champ électrique à un barreau solide, tel que représenté à la figure 6.2. Les faces avant et arrière du barreau où aboutissent les fils de connexion sont recouvertes de métal conducteur de façon à créer un champ uniformément réparti dans le barreau. Nous supposerons par ailleurs que le matériau constituant le barreau est homogène, isotrope* et se trouve à une température constante.

** dont les propriétés physiques sont identiques dans toutes les directions.*

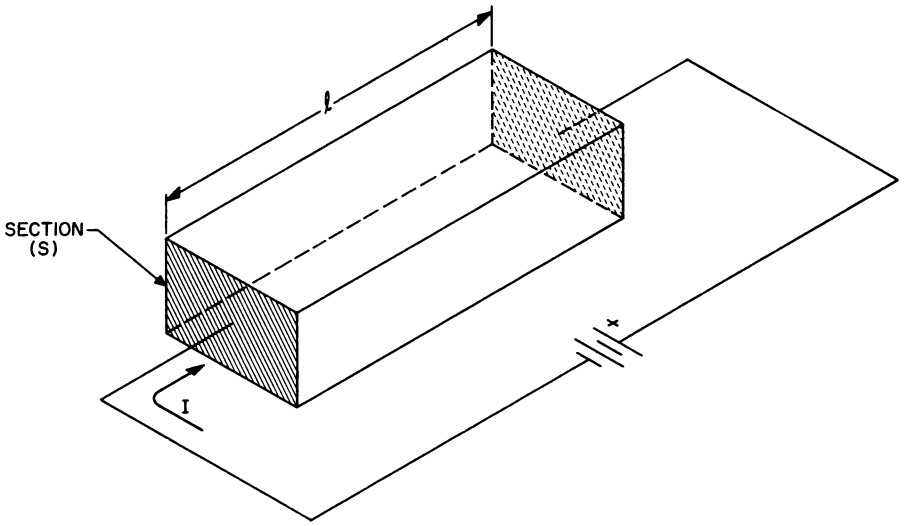


Fig. 6.2. Etude de la conduction dans un solide parallélépipèdique.

Sous l'effet du champ, les porteurs qui vagabondent dans le barrèau sont alors soumis à une force constante:

$$\vec{F} = q\,\vec{E}$$ (q étant la charge du porteur)

Les porteurs vont donc se déplacer le long des lignes de force du champ électrique. S'ils sont positifs, ce sera dans le sens du champ et, naturellement, en sens inverse s'ils sont négatifs.

Contrairement à ce que l'on pourrait croire, la vitesse des porteurs devient **constante**, après une brève et faible accélération. En effet, alors que dans le vide il n'y a aucun obstacle, dans un solide les porteurs subissent de nombreux chocs et leur vitesse tend rapidement vers une limite: c'est cette vitesse limite qu'on appelle **vitesse de dérive** des porteurs.

Calculons cette vitesse, en supposant d'abord que tous les porteurs sont du même type et que, par conséquent, ils se déplacent dans le même sens. Soit "N" le nombre de ces porteurs contenus dans le volume du barreau. Pour parcourir la distance "ℓ" ils mettront un temps $t = \ell/v$, v étant la vitesse cherchée.

D'autre part, la charge Q transportée par tous ces porteurs aura produit un courant d'intensité $I = \frac{Q}{t}$, où $Q = Nq$.

On peut donc écrire:

$$I = \frac{Nq}{\ell} v$$

En faisant intervenir la densité n (ou concentration) des porteurs c'est-à-dire le nombre de porteurs par unité de volume, nous aurons également:

$$\boxed{I = vnqS} \qquad \text{puisque } N = n\ell S \qquad (6\text{-}2)$$

I en ampères
v en m/s
n en porteurs/m^3
q en coulomb
S en m^2

Par suite, nous pourrons déterminer la vitesse:

$$\boxed{v = \frac{I}{nqS}} \qquad (6\text{-}3)$$

Cette vitesse est une **vitesse moyenne** des porteurs dans le sens considéré et non la vitesse propre d'un porteur particulier.

Densité de courant

Revenons à notre barreau de la figure 6.2. L'ensemble des porteurs qui se déplacent sous l'influence du champ, constitue un courant d'intensité I. La section du barreau étant S, il existe dans le barreau une **densité de courant** (symbole j) que l'on définit par la relation:

$$\boxed{j = \frac{I}{S}} \text{ (en A/m}^2 \text{ ou A/cm}^2\text{)} \qquad (6\text{-}4)$$

Par ailleurs, la loi d'Ohm nous permet de déterminer la d.d.p. qu'il faut appliquer à ce barreau pour y faire circuler le courant d'intensité I.

$$V = R\,I$$

soit:

$$V = \rho \frac{\ell}{S} I$$

(ρ = résistivité de la substance)

Il est possible d'écrire cette relation sous une autre forme:

$$V = \rho \ell \frac{I}{S}$$

et, en utilisant la définition de la densité de courant:

$$V = \rho \ell j$$

d'où l'on peut extraire:

$$j = \frac{V}{\rho \ell} = \frac{1}{\rho} \times \frac{V}{\ell}$$

L'inverse de la résistivité ($1/\rho$) s'appelle la **conductivité;** on lui attribue le symbole σ (sigma minuscule). Donc $\frac{1}{\rho} = \sigma$

La quantité V/ℓ est le champ électrique (voir formule (6-1). Donc $V/\ell = E$.

Finalement, nous obtenons:

$$\boxed{j = \sigma E} \qquad (6\text{-}5)$$

c'est-à-dire que la densité de courant est égale à la conductivité multipliée par le champ. Cette formule représente la loi d'Ohm réduite ou la loi d'Ohm spécifique.

Mobilité des porteurs

La formule (6-4) sous la forme $j = \frac{I}{S} = vnq$ et la loi d'Ohm spécifique $j = \sigma E$ donnent:

$$j = vnq = \sigma E \qquad \text{d'où}$$

$$v = \frac{\sigma}{nq} E$$

On pose $\frac{\sigma}{nq} = \mu$, où μ représente **la mobilité** des porteurs qui a une valeur spécifique pour chaque matériau. Nous écrirons donc:

$$\boxed{v = \mu E} \qquad (6\text{-}6)$$

La vitesse des porteurs est égale au produit de leur mobilité par le champ électrique. La mobilité apparaît donc comme la propriété qu'à un matériau de mettre en mouvement plus ou moins facilement ses porteurs sous l'effet d'un champ électrique. Cette mobilité désigne en fait la vitesse de déplacement des porteurs par unité de champ électrique. Elle s'exprime usuellement en centimètres par seconde, par volt par centimètre (ou cm^2 par volt-seconde).

En effet: $$\mu = \frac{v\ (cm/s)}{E\ (V/cm)} \Rightarrow \frac{cm}{s} \times \frac{cm}{V} = cm^2/Vs$$

Mais l'unité fondamentale (unité S.I) est le m^2/Vs ($1\ m^2/Vs = 10^4\ cm^2/Vs$).

La mobilité des porteurs diminue lorsque la température s'élève (collisions plus fréquentes). Par contre, elle augmente avec la pureté du matériau et l'amélioration de son état cristallin; c'est une des raisons pour lesquelles on utilise, sous forme de monocristaux, des éléments simples (silicium, germanium) plus faciles à purifier que des corps composés. En outre, la composition d'un composé peut varier légèrement d'un point à un autre, même si, dans l'ensemble, les proportions stoechiométriques* sont respectées.

Conductivité d'un solide

Par définition: $$j = \frac{I}{S} \qquad (6\text{-}4)$$

Or $I = vnqS$ (6-2), donc

$j = vnq$

Mais on a également $j = \sigma E$ (6-5)

Par suite: $vnq = \sigma E$ et

$$\sigma = \frac{vnq}{E}$$

Dans cette expression, on reconnaît le rapport $\frac{v}{E} = \mu$.

Enfin: $$\boxed{\sigma = \mu qn} \qquad (6\text{-}7)$$

La conductivité d'un solide est donc le produit des facteurs suivants:

- la mobilité de ses porteurs,
- la valeur de charge de chaque porteur,
- la concentration en porteurs.

* *Proportions exactes en accord avec l'équation chimique du composé.*

La relation précédente (6-7) peut être rendue plus explicite et plus générale lorsqu'on considère qu'un courant électrique peut être constitué par des porteurs négatifs et positifs dont les sens sont opposés (figure 6.3). Le courant total est en fait la somme arithmétique des courants produits séparément par les deux types de porteurs.

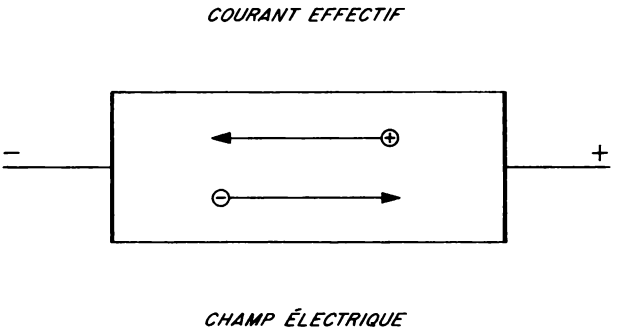


Fig. 6.3. Les déplacements des porteurs, quoique contraires, correspondent à un courant effectif de même sens.

La conductivité est aussi la somme des conductivités n (négative) et p (positive). Donc:

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = q_n \mu_n n + q_p \mu_p p$$

(en notant p le nombre de porteurs positifs par m^3)

En général, $| q_n | = q_p$, d'où la simplification:

$$\boxed{\sigma = q\ (n \mu_n + p \mu_p)} \qquad (6\text{-}8)$$

CONDUCTION DANS LES METAUX

Les bons conducteurs (métaux et alliages) constituent des **réservoirs** importants d'électrons libres. Dans les liaisons métalliques, il y a toujours surabondance d'électrons: **un électron au moins par atome de métal est libre** (exemple: le cuivre). L'énergie à fournir pour libérer cet électron est donc nulle. Nous pourrions répéter que la bande interdite n'existe pas dans les bons conducteurs (figure 5.3C).

Le calcul de la concentration des porteurs dans un métal s'avère donc assez simple. En effet, dans un atome-gramme, il y a $N = 6{,}02 \times 10^{23}$ atomes vrais (2-1). Si chaque atome libère z électrons, un atome-gramme comportera Nz électrons libres. Par ailleurs "M_a" étant la masse atomique de l'élément et ρ sa masse volumique, le volume occupé par un atome-gramme sera M_a/ρ.

Le nombre d'électrons libres par unité de volume (ou concentration) se définit alors par la relation:

$$\boxed{n = \frac{Nz\rho}{M_a}} \qquad (6\text{-}9)$$

Application numérique:

Calculons un ordre de grandeur de la vitesse moyenne des électrons dans un conducteur de cuivre soumis à une densité de courant raisonnable de 4 A/mm^2.

Caractéristiques du cuivre:

masse atomique (M_a) = 63,5 g

masse volumique (ρ) = 8960 kg/m^3

(z) = 1

conductivité électrique (σ) $= \dfrac{1}{1{,}70 \times 10^{-8}} = 5{,}88 \times 10^7$ mhos/m

SOLUTION

— Calculons la concentration:

$$n = \frac{Nz\rho}{M_a} = \frac{6{,}02 \times 10^{23} \times 1 \times 8960}{63{,}5 \times 10^{-3}} = 8{,}49 \times 10^{28} \text{ électrons/m}^3$$

— Calculons la vitesse:

On a vu (6-3) que $v = \dfrac{I}{nqS} = \dfrac{j}{nq}$

donc: $$v = \frac{4 \times 10^6 \text{ A/m}^2}{8{,}5 \times 10^{28} \times 1{,}6 \times 10^{-19}} = 2{,}94 \times 10^{-4} \text{ m/s}$$

soit: 0,294 mm/s

Les électrons parcourent en moyenne 25 m . . . . en une journée !

– Calculons la mobilité des électrons:

On a vu (6-7) que $\sigma = \mu q n$,

$$\text{d'où:} \quad \mu = \frac{\sigma}{qn} = \frac{5{,}88 \times 10^{7}}{1{,}6 \times 10^{-19} \times 8{,}49 \times 10^{28}} = 4{,}32 \times 10^{-3} \ m^2/Vs$$

C'est une valeur assez faible, ce qui nous amène à dire que la bonne conductivité du cuivre est due au très grand nombre de porteurs et non à leur mobilité.

CONDUCTION DANS LES SEMI-CONDUCTEURS

Normalement, si le semi-conducteur est absolument pur*, tous les électrons périphériques sont utilisés dans les liaisons cristallines (liaisons covalentes). Il n'y a pas d'électrons systématiquement libres. Cependant, compte tenu de la hauteur relativement faible de la bande interdite (figure 5.3B), certains électrons peuvent se libérer momentanément sous l'effet de l'agitation thermique. Il existera donc une possibilité de conduction dans un semi-conducteur, à condition que celui-ci ne soit pas porté à la température du zéro absolu. Toutefois, le mécanisme de conduction est bien différent de celui qui se manifeste dans les métaux.

La figure 6.4 symbolise la structure cristalline du germanium. Chaque atome est représenté par ses quatre électrons périphériques qui seuls peuvent être actifs et un noyau chargé qui assure leur équilibre électrique.

Quand un électron est **libéré** (disponible pour une éventuelle conduction), il laisse une place vacante ou **trou**. Or, ce trou étant une absence d'électron, il correspond en fait à une charge électrique égale à celle de l'électron, mais de polarité positive et située dans la bande de valence. Nous avons représenté à la figure 6.4 une liaison rompue; l'électron vagabond est représenté par le signe – et le trou qu'il a laissé par le signe +. Le trou sera éventuellement comblé par un autre électron qui, **ayant perdu de l'énergie**, reprendra place dans le réseau. L'agitation thermique entretient donc un chassé-croisé perpétuel entre trous et électrons; on dit qu'il y a création de paires "électron-trou" dont le nombre augmente très rapidement avec la température.

* *Un semi-conducteur parfaitement pur est dit "INTRINSEQUE".*

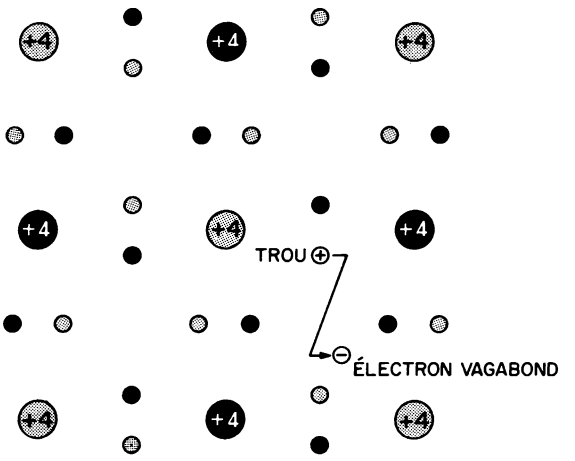


Fig. 6.4. Représentation symbolique de la structure cristalline du germanium avec indication d'une rupture de liaison covalente.

En présence d'un champ électrique, on observera alors un déplacement d'électrons libres en sens inverse du champ, et un déplacement de trous dans le sens du champ (figure 6.3).

Si on appelle:

n la concentration en électrons et

p la cencentration en trous,

on aura évidemment $n = p$ puisque le nombre d'électrons libres dans la bande de conduction est constamment égal au nombre des trous qu'ils ont crées dans la bande de valence (globalement, le spécimen de semi-conducteur est électriquement neutre).

On désigne par n_i cette valeur commune des concentrations. On écrit alors:

$$\boxed{n = p = n_i} \qquad (6\text{-}10)$$

"n_i" s'appelle la **concentration intrinsèque**.

Application numérique:

On considère un barreau de germanium pur dont la section est de 2 cm^2 et la longueur de 10 cm, auquel on applique une d.d.p. de 10 V. On sait, d'autre part, que la concentration intrinsèque de cet échantillon, à la température ambiante, est de $2{,}5 \times 10^{19}$ électrons/m^3 alors que les mobilités respectives des électrons et des trous sont:

$$\mu_n = 0{,}39 \text{ m}^2/\text{Vs} \quad \text{et}$$

$$\mu_p = 0{,}18 \text{ m}^2/\text{Vs}$$

Evaluer la conductivité, la résistivité, la vitesse de déplacement des porteurs et le courant traversant le barreau.

SOLUTION

La conductivité, formule (6-8), s'écrit:

$$\sigma = q\ (n\mu_n + p\mu_p)$$

mais puisque $n = p = n_i$ (semi-conducteur intrinsèque), on peut écrire la relation sous la forme:

$$\sigma = qn_i\ (\mu_n + \mu_p)$$

En remplaçant par les valeurs numériques:

$$\sigma = 1{,}6 \times 10^{-19} \times 2{,}5 \times 10^{19} \times (0{,}39 + 0{,}18)$$

$$\underline{\sigma = 2{,}28 \text{ A/Vm ou mho/m}}$$

C'est une valeur faible, d'où l'appellation de semi-conducteur.

Pour la résistivité, on a l'inverse:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{2{,}28} = \underline{0{,}439\ \Omega\text{m}}$$

Le champ électrique dans le barreau s'élève à:

$$E = \frac{\text{d.d.p.}}{\ell} = \frac{10 \text{ V}}{0{,}1 \text{ m}} = 100 \text{ V/m}$$

On peut à présent calculer les vitesses des porteurs:

a) $v_n = \mu_n E = 0{,}39 \times 100 = \underline{39 \text{ m/s}}$

b) $v_p = \mu_p E = 0{,}18 \times 100 = \underline{18 \text{ m/s}}$

Calculons maintenant le courant parcourant le barreau.

La résistance du barreau est:

$$R = \rho \frac{\ell}{S} = 0{,}439\ (\Omega m) \times \frac{0{,}1\ (m)}{2 \times 10^{-4}\ (m^2)} = 220\ \Omega$$

Par suite, le courant s'établit à:

$$I = \frac{d.d.p.}{R} = \frac{10}{220} \approx 0{,}045\ A, \text{ soit } \underline{45\ mA}$$

VERIFIEZ VOS CONNAISSANCES

6.A. Un semi-conducteur intrinsèque contient 10^{20} paires **électron-trou** par m^3, calculer sa résistivité sachant que $\mu_n = 0{,}2\ m^2/Vs$ et $\mu_p = 0{,}06\ m^2/Vs$.

6.B. Un barreau de germanium présente une section $S = 1{,}8\ cm^2$, une longueur $\ell = 10$ cm et une résistivité de 0,5 Ωm.

a) Quelle est la résistance totale du barreau ?

b) Quelle est l'intensité et la densité du courant qui le traverse, si la tension appliquée entre les extrémités est de 4 V ?

6.C. Quelle densité de courant faudrait-il atteindre dans le cuivre pour que la vitesse des électrons soit de 1 m/s ? Indiquer la densité en A/mm^2.

6.D. D'après les résultats numériques des exemples donnés dans la leçon, que peut-on dire de la vitesse de déplacement des porteurs dans les solides, comparativement à celle qu'ils pourraient atteindre dans le vide ?

7. DOPAGE DES SEMI-CONDUCTEURS

SEMI-CONDUCTEUR EXTRINSEQUE

La conductivité envisagée jusqu'ici a été celle des semi-conducteurs parfaitement purs; elle appartient en propre à leurs atomes d'où le nom de conductibilité **intrinsèque**. Sa valeur demeure relativement faible pour qu'on puisse réellement en tirer profit.

On peut cependant augmenter considérablement la conductibilité d'un semi-conducteur en le dopant avec de très faibles quantités d'impuretés qui sont des atomes d'une autre substance. On assiste alors à un autre type de conductibilité, due à des atomes étrangers: c'est la conductibilité **extrinsèque**, qui peut être du type N ou du type P. Le dopage (ou contamination) consiste à introduire des impuretés convenables dans un semi-conducteur. Généralement, on choisit comme dopeurs des atomes d'un corps présentant un rayon covalent peu différent de manière à ne pas perturber l'édifice cristallin.

Les éléments dopeurs utilisés couramment pour l'obtention d'un semi-conducteur de type P sont:

le bore : (B)
l'aluminium : (Aℓ)
le gallium : (Ga)
l'indium : (In)

} groupe III A de la classification.

Les éléments dopeurs utilisés couramment pour l'obtention d'un semi-conducteur de type N sont:

l'azote : (N)
le phosphore : (P)
l'arsenic : (As)
l'antimoine : (Sb)

} groupe V A de la classification.

N.B. *Les éléments dopeurs sont introduits en quantité très faible: de l'ordre de 1 atome pour 1 million, soit* 10^{-6} en valeur relative.

Semi-conducteur type N:

Si l'on introduit dans le réseau cristallin du germanium* (groupe IV) des atomes d'arsenic (groupe V), on forme un semi-conducteur de type N. Etudions maintenant les phénomènes relatifs à cette addition.

* *On obtiendrait le même résultat avec du silicium puisque, lui aussi, appartient au groupe IV.*

Chaque atome étranger prend la place d'un atome de germanium (figure 7.1). Parmi les cinq électrons périphériques qu'il comporte, quatre seulement seront impliqués dans les liaisons de covalence; le cinquième électron sera en quelque sorte **en trop**. Notons bien que cet électron est en excès au point de vue place, mais non en tant que charge: le cristal reste neutre après le dopage.

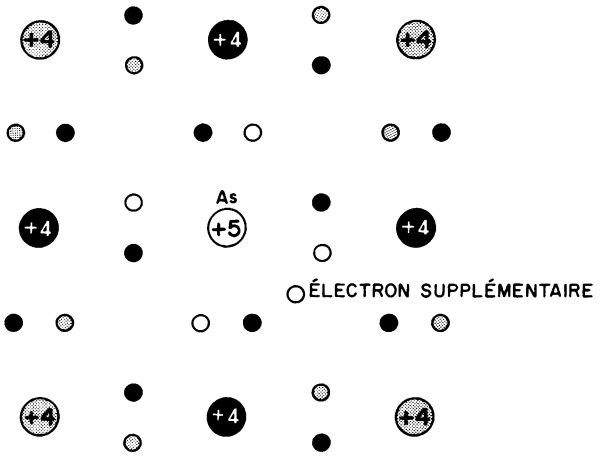


Fig. 7.1. Semi-conducteur type N. L'électron excédentaire n'est pas utilisé dans les liaisons. En quittant son orbite, il laisse une charge positive (ion) mais pas de trou.

Cependant, le cinquième électron est particulièrement mobile puisqu'il est exclu de la structure cristalline, donc faiblement lié à l'atome auquel il appartient. Une faible énergie d'activation (de l'ordre de 0,01 eV) suffira à le rendre libre.

Ainsi, chaque atome du dopeur injecté dans le cristal pur constitue une **impureté** qui apporte au réseau un porteur de charge. La conductibilité s'en trouve améliorée car elle s'est enrichie en électrons libres. C'est une **conductibilité du type N.** Les atomes étrangers du groupe V qui ont donné des électrons à la structure cristalline sont appelés DONNEURS (ou donateurs).

Chaque atome d'arsenic qui perd un électron devient automatiquement un **ion positif** et **non** un trou. En effet, tous les liens covalents sont complets et il n'y a aucune place de libre. La conductibilité extrinsèque apporte donc beaucoup d'électrons et aucun trou. Les seuls trous présents devraient être ceux qui existaient dans le réseau intrinsèque avant le dopage mais, à cause de la surabondance d'électrons par rapport aux trous, la plupart de ceux-ci ont disparu en **piégeant** un électron. On peut donc dire que, dans un semi-conducteur N il y a **beaucoup d'électrons originaires du donneur, peu d'électrons et encore moins de trous résultant de la conductibilité intrinsèque.**

Les électrons sont **majoritaires** et les trous sont **minoritaires.**

$$\boxed{n \gg p} \qquad (7\text{-}1)$$

Semi-conducteur type P:

D'une façon analogue, on peut introduire dans le réseau cristallin de base, germanium ou silicium (groupe IV) des atomes du groupe III (gallium, par exemple) présentant un rayon covalent voisin de celui du germanium ou du silicium.

L'atome étranger prendra place aisément dans la structure du réseau, mais ne pourra fournir que trois électrons de valence (figure 7.2). Cet atome possédera donc une tendance très marquée à capturer un électron voisin afin de compléter le lien covalent. Il suffit en fait d'une énergie très faible, de l'ordre de 0,01 eV, pour qu'un électron lié vienne combler le **trou** et par suite, en libère un autre.

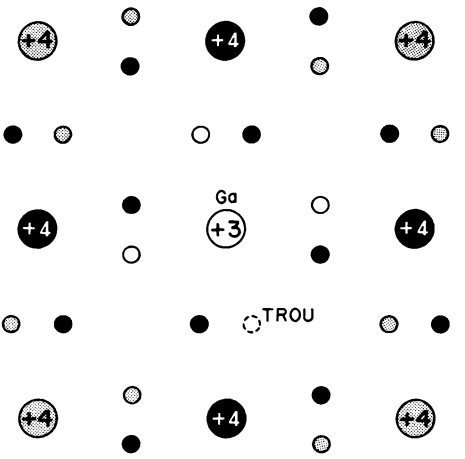


Fig. 7.2. Semi-conducteur type P. Lorsque le trou sera comblé, l'accepteur deviendra un ion négatif.

En acceptant un quatrième électron, l'atome de germanium devient un ion négatif. Par contre, l'atome de germanium qui a perdu l'électron offre maintenant un **trou** à charge positive.

A chaque atome trivalent ainsi introduit, correspond donc une **particule** (virtuelle) positive (ou trou) qui peut vagabonder au même titre qu'un autre porteur de charge. On augmente ainsi la conductibilité du cristal, qui devient

extrinsèque et du **type P**. Les éléments d'impuretés introduits s'appellent des **accepteurs**, car ils acceptent des électrons.

Dans un semi-conducteur P, il y a beaucoup de trous (originaires de l'accepteur), peu de trous et encore moins d'électrons libres provenant de la conductibilité intrinsèque. On dit que les trous sont les porteurs majoritaires et les électrons les porteurs minoritaires.

$$\boxed{p \gg n} \qquad (7\text{-}2)$$

La loi d'action de masse:

Dans un semi-conducteur extrinsèque, les concentrations n et p sont différentes puisqu'on a introduit des impuretés qui ont pour rôle d'ajouter des porteurs soit du type N, soit du type P. Mais, fait remarquable, le produit n x p, pour une température donnée, reste toujours inchangé, quelle que soit l'importance du dopage. C'est ce qu'exprime la LOI D'ACTION DE MASSE.

$$\boxed{n \times p = n_i^2} \qquad (7\text{-}3)$$

Autrement dit, il est possible de modifier, dans un semi-conducteur, la concentration en porteurs libres (électrons supplémentaires ou trous supplémentaires apportés par une impureté du type donneur ou du type accepteur). Mais à une température déterminée, le produit n x p reste invariable et égal au carré de la concentration intrinsèque. (Voir appendice IV)

RECAPITULATION

I) Cristal pur = semi-conducteur **intrinsèque**.

L'agitation thermique produit → **n** électrons libres
→ **p** trous

On a toujours $\boxed{n = p = n_i}$ (concentration intrinsèque)

type de conduction possible: par paires **électron-trou**.

N.B. Un semi-conducteur comportant un nombre égal d'impuretés N et P peut être considéré, dans une certaine mesure, comme intrinsèque sans être pur. On l'appelle alors, pour le distinguer du véritable intrinsèque, **semi-conducteur intrinsèque compensé.**

II) Cristal + impuretés = semi-conducteurs **extrinsèque.**

semi-conducteur du type N	semi-conducteur du type P
on introduit un **donneur**	on introduit un **accepteur**
d'où	d'où
porteurs majoritaires: −	porteurs majoritaires: +
porteurs minoritaires: +	porteurs minoritaires: −
$n \gg p$	$p \gg n$

IMPORTANT: **La conductibilité intrinsèque est négligeable devant la conductibilité extrinsèque.**

Les concentrations tendent toujours à satisfaire la loi d'action de masse:

$$n \times p = (n_i)^2$$

Exercice: Proposons-nous de calculer la conductivité d'un cristal de germanium dans lequel on a introduit 10^{-6} g d'arsenic par gramme de germanium.

SOLUTION

La concentration atomique du germanium est:

$$\frac{N\rho}{M_a} \text{ avec } \begin{cases} N = 6{,}02 \times 10^{23} \text{ (nombre d'Avogadro)} \\ \rho = 5{,}32 \times 10^3 \text{ kg/m}^3 \text{ (masse spécifique du germanium)} \\ M_a = 72{,}6 \text{ g (masse atomique du germanium)} \end{cases}$$

$$= \frac{6{,}02 \times 10^{23} \times 5{,}32 \times 10^3}{72{,}6 \times 10^{-3}} = 4{,}41 \times 10^{28} \text{ atomes/m}^3$$

Or, pour un atome-gramme de germanium, on a:

$$\frac{M_a(Ge) \times 10^{-6}}{Ma(As)} = \frac{72{,}6 \times 10^{-6}}{74{,}9} = 9{,}69 \times 10^{-7} \text{ atome-gramme d'arsenic}$$

La concentration en atomes donneurs s'en déduit aisément:

$$N_D = 4{,}41 \times 10^{28} \times 9{,}69 \times 10^{-7} = 4{,}27 \times 10^{22} \text{ atomes/m}^3$$

A présent, il est facile de calculer la conductivité en appliquant (6-7) en fonction des porteurs majoritaires qui sont ici les électrons (l'effet des trous est négligeable).

$$\sigma = \mu_n q n \text{ avec } n \approx N_D$$

$\mu_n = 0{,}39\ m^2/Vs$ mobilité inchangée

$q = 1{,}6 \times 10^{-19}$ C (charge de l'électron)

$n = 4{,}27 \times 10^{22}$ électrons/m^3 (même valeur que N_D puisque chaque atome d'arsenic fournit un électron)

d'où: $\sigma = 0{,}39 \times 4{,}27 \times 10^{22} \times 1{,}6 \times 10^{-19}$

$\sigma = 2{,}66 \times 10^3\ \Omega^{-1}\ m^{-1}$

soit plus de mille fois celle du germanium pur qui était de $2{,}28\ \Omega^{-1}\ m^{-1}$ (voir exercice précédent).

INTERPRETATION DU DOPAGE PAR LA THEORIE DES NIVEAUX D'ENERGIE.

On a vu qu'un nombre très limité de dopeurs étaient injectés dans le cristal, par conséquent les atomes étrangers sont très éloignés les uns des autres pour qu'ils puissent former eux-mêmes une bande de conduction ou de valence. Où vont-ils alors se loger ?

Reprenons l'exemple du germanium contaminé par l'arsenic. On a dit que le **cinquième électron** ne faisait pas partie de la structure cristalline mais qu'il demeurait néanmoins sur son orbite si aucune excitation ne venait le perturber. L'électron en question n'est, par conséquent, ni un électron de valence, ni un électron totalement libre. Il occupera un niveau énergétique intermédiaire dans la bande interdite (figure 7.3A). Bien sûr, ceci peut sembler paradoxal puisque nous avons déjà affirmé qu'aucun électron ne pouvait demeurer dans cette zone; il faut préciser qu'à ce moment-là, nous parlions de cristaux à l'état pur.

Il est à remarquer qu'une très faible quantité d'énergie est nécessaire pour faire passer ces électrons excédentaires au niveau de conduction. Il s'ensuit que, à température normale, tous ces électrons sont déjà libres et comptent parmi les porteurs immédiatement disponibles.

De façon plus générale, nous dirons que le dopage d'un semi-conducteur crée des niveaux d'énergie intermédiaires dans la bande interdite:

- Les donneurs introduisent des niveaux très voisins de la bande de conduction, de sorte que, sous l'action d'une faible énergie d'activitation, ils fournissent des électrons à la bande de conduction.
- les accepteurs introduisent des niveaux très proches de la bande de valence, de sorte que, sous l'effet d'une très faible quantité d'énergie, ils captent un électron de la bande de valence en y créant un trou (figure 7.3B).

N.B. *Une impureté donne en réalité plusieurs niveaux donneurs ou accepteurs correspondant à l'état normal et aux divers états d'excitation des atomes de cette impureté.*

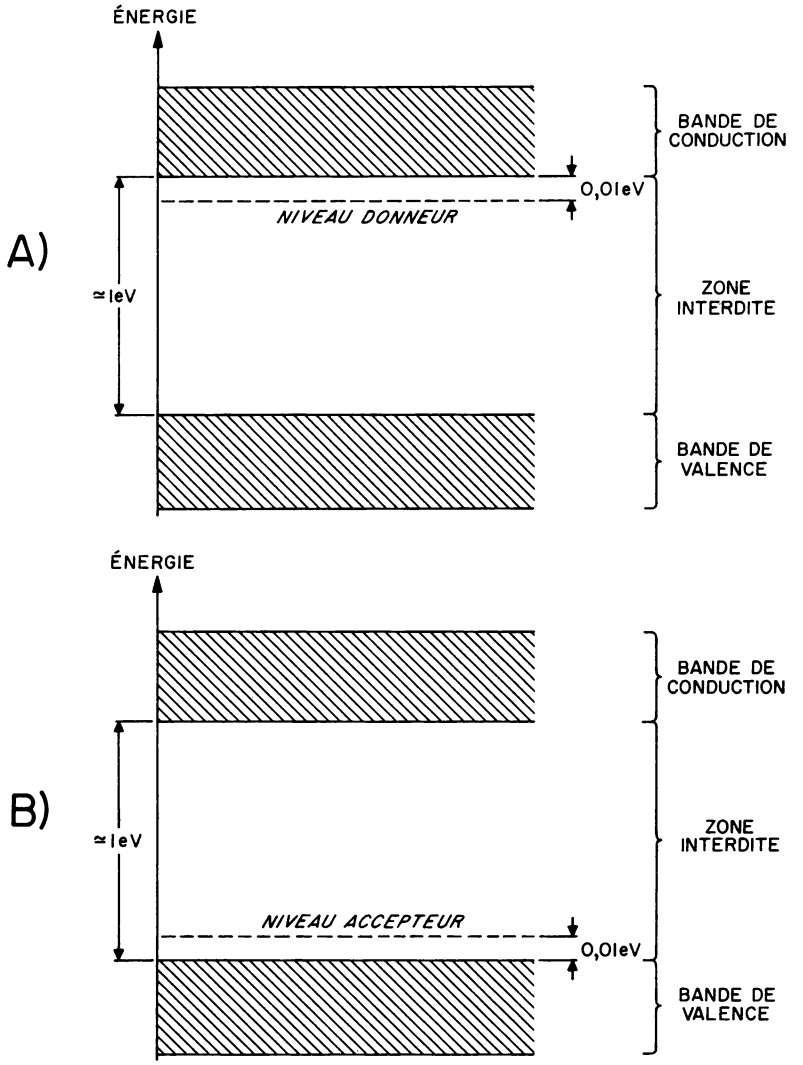


Fig. 7.3. Le dopage introduit des niveaux d'énergie intermédiaires.

LE PHENOMENE DE DIFFUSION

En plus du phénomène normal de conduction par courant de dérive (phénomène que nous avons étudié de façon générale dans les pages précédentes), il y a un phénomène transitoire appelé DIFFUSION que l'on rencontre tout particulièrement dans les semi-conducteurs. Contrairement au courant de dérive qui exige pour se produire la présence d'un champ électrique, le **courant de diffusion** résulte automatiquement de la différence des concentrations entre deux points du semi-conducteur. Les porteurs s'éloignent naturellement de la zone de forte concentration pour se diriger vers la zone de moindre concentration. Le phènomène cesse dès que l'uniformité des concentrations est rétablie. C'est un phénomène d'équilibre purement statistique basé sur la présence d'un **gradient de concentration.**

Un phénomène analogue peut être observé dans les liquides. Versons quelques gouttes d'encre (d'une couleur saturée de préférence) dans un verre rempli d'eau et nous verrons se dérouler devant nous le plus bel exemple de diffusion.

Dans un semi-conducteur, le phénomène de diffusion est lié à la création de nouveaux porteurs* en un endroit donné du réseau (injection par un contact, génération par la lumière, etc...). Les porteurs vont aussitôt commencer à s'éparpiller dans toutes les directions jusqu'à la disparition totale du gradient de concentration.

Un autre aspect à considérer dans le processus de diffusion est celui de l'équilibre $n \times p =$ constante (loi d'action de masse). Si la concentration en porteurs d'une catégorie est augmentée d'une certaine façon, il est clair que cet équilibre est rompu. C'est là qu'entre en jeu le mécanisme des recombinaisons qui ramène l'égalité $n \times p =$ constante.

Insistons sur le fait que l'équilibre **n'est pas atteint instantanément**, ce qui nous amène à parler d'une durée de vie (moyenne) des porteurs et d'un courant (transitoire) de diffusion.

Durée de vie (notée τ)

On appelle durée de vie des porteurs minoritaires le temps nécessaire pour que le nombre initial des porteurs injectés soit divisé par e (e = 2,718 . . .).

Par analogie avec la constante de temps d'un circuit, on peut dire que τ est la constante de temps de la recombinaison (disparition) des porteurs minoritaires injectés. Cette durée de vie (moyenne) est comprise entre 10^{-5} et 10^{-3} s; elle est d'autant plus faible que les porteurs minoritaires sont plus nombreux et qu'il y a davantage d'impuretés. On conçoit donc facilement que la mesure de cette durée de vie puisse donner des renseignements précieux sur la perfection et la pureté d'un cristal.

Courant et longueur de diffusion.

Le phénomène de diffusion donne lieu, naturellement, à un courant dont la densité est proportionnelle au gradient de concentration, Loi de Fick. Pour les électrons, par exemple, elle s'exprime par la relation:

$$J_n = -q D_n \frac{\partial n}{\partial x} \qquad (7\text{-}4)$$

Le signe moins dans cette relation indique que la diffusion des porteurs a lieu dans le sens de la concentration décroissante.

* *Il est évident que c'est surtout la création de porteurs minoritaires qui donne lieu aux phénomènes de diffusion les plus marqués.*

q : charge élémentaire = $1{,}6 \times 10^{-19}$ C

D_n : coefficient de diffusion des électrons

$\frac{\partial n}{\partial x}$: gradient de concentration n dans la direction x

Une relation similaire peut être établie en fonction des trous.

Avant de disparaître, les porteurs minoritaires **diffusent** sur une certaine distance. Cette distance qu'on appelle **longueur de diffusion**, est donnée par:

$$\boxed{L_n = (D_n \tau)^{1/2}} \qquad (7\text{-}5)$$

Il convient enfin de souligner que D_n est lié à la mobilité des porteurs par la loi d'Einstein:

$$\boxed{\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{D_p}{\mu_p} = V_T} \quad \text{avec} \qquad (7\text{-}6)$$

$$V_T = \frac{kT}{q} = \frac{T}{11600}$$

k constante de Boltzmann = $1{,}38 \times 10^{-23}$ J/K

V_T équivalent tension-température = 0,026 V à la température ambiante (300 K).

En résumé, on peut dire que la longueur de diffusion augmente avec la mobilité des porteurs et avec leur durée de vie.

VERIFIEZ VOS CONNAISSANCES

7.A. On dope du silicium à raison de 1 atome accepteur pour 10^6 atomes de Si. Calculer la résistivité extrinsèque en supposant une mobilité des porteurs majoritaires de 0,03 m^2/Vs.

7.B. Le germanium est caractérisé par une énergie d'activation intrinsèque de 0,67 eV. Déterminer la longueur d'onde de la lumière qui pourra porter les électrons de la limite supérieure de la bande de valence à la limite inférieure de la bande de conduction.

8. INFLUENCE DE DIVERS AGENTS PHYSIQUES SUR LES SEMI-CONDUCTEURS

INFLUENCE DE LA TEMPERATURE

La chaleur produit des vibrations mécaniques, au sein du cristal, qui tendent à perturber l'arrangement des atomes avec, comme conséquence, l'écartement et le rapprochement des noyaux; l'écartement peut devenir tel qu'il y ait **rupture d'une liaison.**

On sait qu'une rupture de liaison provoque, d'une part, la libération d'un électron et, d'autre part, l'apparition d'un **lien incomplet** ou trou. Il y a donc création d'une paire **électron-trou.**

1. Dans un semi-conducteur intrinsèque, la concentration, qui est la même pour les électrons que pour les trous, va augmenter avec la température mais, en définitive, on aura toujours:

$$n = p = n_i \qquad \text{(concentration intrinsèque)}$$

On peut calculer la concentration en porteurs d'un semi-conducteur intrinsèquement pur à une température donnée, en s'aidant d'une formule générale établie à partir de la mécanique quantique et qui fait intervenir, en particulier, la hauteur de la bande interdite.

$$\boxed{n_i = A\,T^{3/2}\,e^{-E_G/2kT}} \qquad (8\text{-}1)$$

A : facteur de proportionnalité qui dépend du matériau utilisé. Sa valeur varie entre $2 \times 10^{21}\ m^{-3}K^{-3/2}$ et $8 \times 10^{21}\ m^{-3}K^{-3/2}$ pour les matériaux courants.

T : température absolue en K

E_G : hauteur de la bande interdite (en eV)

k : constante de Boltzmann ($8{,}620 \times 10^{-5}$ eV/K)

Cette relation prouve bien que la densité des porteurs croît avec la température. La conductivité $\sigma = 1/\rho$, proportionnelle à n_i, augmente aussi avec la température. A 100°C pour le germanium et à 200°C pour le silicium, la conductibilité intrinsèque croît exagérément et le semi-conducteur devenu conducteur perd son originalité et devient sans intérêt.

2. Dans un semi-conducteur extrinsèque, les concentrations n et p sont différentes bien sûr, à cause du dopage. Cependant, la relation $n \times p = (n_i)^2$ reste toujours valable s'il y a équilibre thermique. Par conséquent, il sera toujours possible de déterminer la concentration d'un type de porteurs connaissant celle de l'autre (voir application plus loin).

La figure 8.1 donne, de façon qualitative, l'allure de la variation de la conductivité d'un échantillon de germanium extrinsèque comparativement à celle du cristal pur. On peut remarquer que:

— la conductibilité extrinsèque est totale bien avant 0°C et reste sensiblement constante jusqu'à une cinquantaine de degrés. A partir de cette température, l'accroissement du nombre de porteurs dus à l'agitation thermique est prépondérant.

— au voisinage du zéro absolu (−273°C) la conductivité baisse très rapidement. Théoriquement, à 0 K, la conductivité doit être nulle. A cette température, il n'existe que des isolants et des conducteurs, sans intermédiaires entre eux.

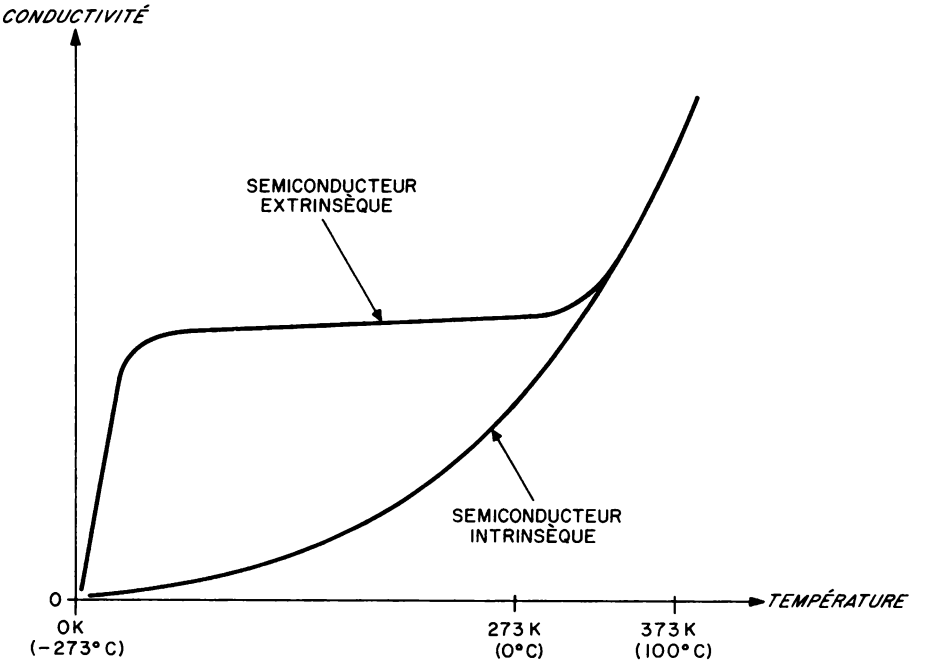


Fig. 8.1. Variation de la conductivité des semi-conducteurs.

Exercice d'application:

1. Calculer la concentration intrinsèque du germanium à la température de 300 K. (E_G = 0,67 eV). On donne $A \approx 2 \times 10^{21}\ m^{-3}\ K^{-3/2}$.

2. En partant de cette concentration intrinsèque, calculer la concentration en trous d'un échantillon de germanium dopé à l'arsenic à raison de 10^{13} porteurs négatifs supplémentaires par cm^3.

SOLUTION

1. A la température ambiante (300 K) nous aurons:

$$n_i = 2 \times 10^{21} \times (300)^{3/2} \times e^{\frac{-0,67}{2 \times 8,62 \times 10^{-5} \times 300}}$$

$$= 2 \times 10^{21} \times 5196 \times 2,37 \times 10^{-6}$$

$$= 2,46 \times 10^{19} \text{ paires } \textbf{électron-trou}/m^3$$

$$= \underline{2,46 \times 10^{13} \text{ paires . . . }/cm^3}$$

2. A la même température, pour l'échantillon dopé, on aura:

$$n \times p = n_i^2 = 6,05 \times 10^{26}/cm^6$$

Or $$n = 2,46 \times 10^{13} + 10^{13} = 3,46 \times 10^{13}/cm^3$$

D'où: $$p = \frac{6,05 \times 10^{26}}{3,46 \times 10^{13}} = \underline{1,75 \times 10^{13} \text{ trous}/cm^3}$$

INFLUENCE D'UN CHAMP MAGNETIQUE

Effet Hall. Si l'on place un semi-conducteur* dans un champ magnétique perpendiculaire à la direction du courant, on observe la naissance d'une différence de potentiel dans une direction perpendiculaire à la fois au champ magnétique et à la direction du courant (figure 8.2). Ce phénomène s'appelle l'effet de Hall (du nom du physicien qui a étudié cette particularité en 1879).

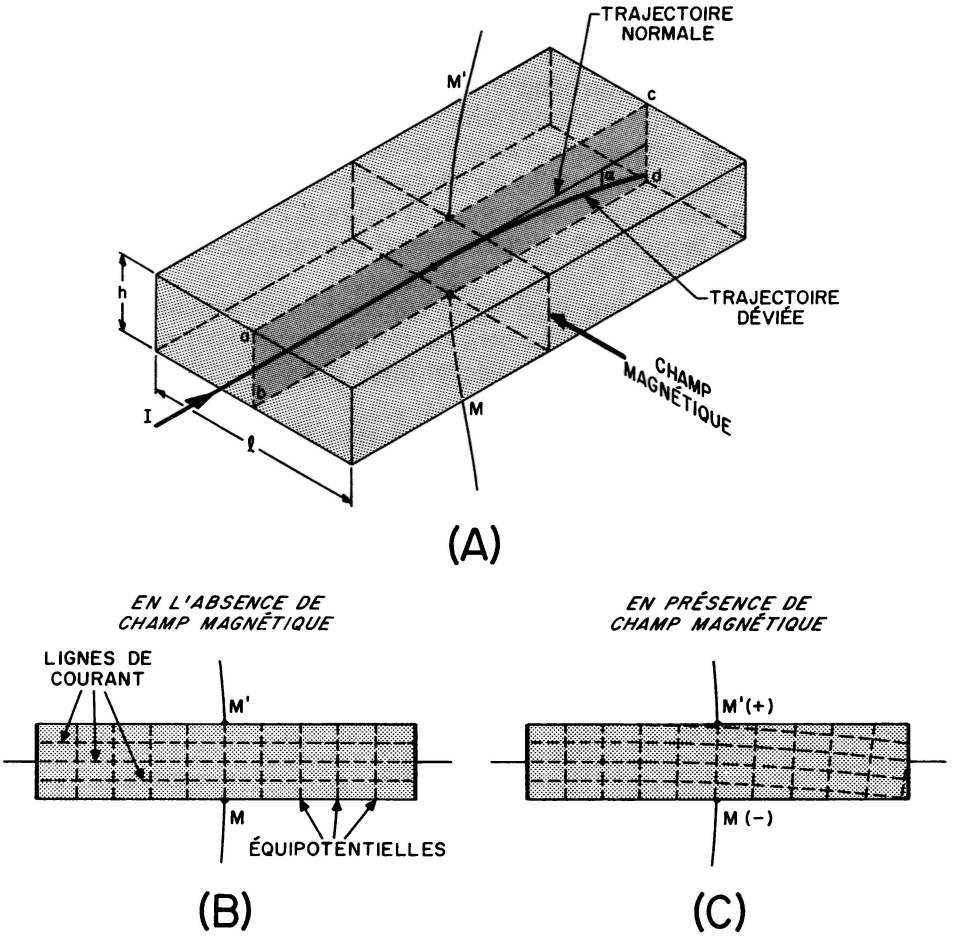


Fig. 8.2. Effet Hall.

* *L'effet Hall existe aussi dans les conducteurs, mais il est moins notable, du moins dans les bons conducteurs.*

La tension détectée est proportionnelle à l'induction magnétique et à la densité de courant: le coefficient de proportionnalité prend le nom de coefficient de Hall noté R_H.

Explication du phénomène:

Référons aux figures 8.2B et C.

1. En l'absence de champ magnétique (figure 8.2B) il n'existe aucune tension entre les points M et M': ces deux points se trouvent en effet sur une même équipotentielle.

2. En présence d'un champ magnétique, (figure 8.2C) les lignes de courant et les équipotentielles subissent une certaine déviation qui est à l'origine de la tension de Hall. Pour un semi-conducteur type N et pour la plupart des métaux, le courant est dû au déplacement d'électrons; ceux-ci sont déviés vers le bas comme le montre la figure 8.2 et s'accumulent sur la face inférieure; le point M' est donc positif par rapport à M.

   Avec un semi-conducteur type P, on trouve, contrairement au cas précédent, une polarité inverse. Le sens de la tension de Hall nous renseigne donc sur le type — N ou P — de l'échantillon étudié.

   On n'observe pratiquement pas d'effet Hall dans un semi-conducteur intrinsèque puisque $n = p = n_i$. Dans ce cas, les électrons, comme les trous, sont déviés vers le bas; les porteurs opposés s'unissent et donc se suppriment.

Calcul de la tension de Hall.

Un électron se déplaçant avec une vitesse de dérive v subit une force due au champ magnétique:

$$\boxed{\vec{F_B} = q\ (\vec{v} \wedge \vec{B})^*} \qquad (8\text{-}2)$$

Le module de cette force, dans le cas qui nous occupe, sera simplement $F_B = q\ v\ B$ à cause de la perpendicularité de v et B.

Cette force s'équilibrera si le champ de Hall développe une force opposée:

$$\vec{F_H} = \vec{E_H} \times q = -\vec{F_B}$$

D'où la relation:

$$E_H = v \times B$$

* *Le symbole $\wedge$ indique le produit vectoriel.*

Et, en faisant intervenir la densité de courant $j = vnq$

$$E_H = \frac{1}{nq} (j B)$$

En posant $\frac{1}{nq} = R_H$, coefficient de Hall

$$\boxed{E_H = R_H \, j B} \qquad (8\text{-}3)$$

En fonction des dimensions de l'échantillon, on peut trouver aussi:

$$E_H = \frac{V_H}{h} = R_H \times \frac{I \times B}{h \times \ell} \quad \text{soit}$$

$$\boxed{V_H = R_H \times \frac{I \times B}{\ell}} \qquad (8\text{-}4)$$

V_H : potentiel de Hall, en volts.

R_H : constante de Hall qui a une valeur bien déterminée pour chaque matériau.

I : courant qui parcourt le semi-conducteur, en ampères.

B : induction magnétique, en teslas.

ℓ : largeur du barreau, en mètres.

Constante de Hall

La constante de Hall peut être déterminée par calcul théorique. On a vu, en effet, que:

$$R_H = \frac{1}{nq}$$ pour un semi-conducteur N (ou un métal)

n : nombre de porteurs négatifs par m^3

q : charge de l'électron, soit $q = 1{,}6 \times 10^{-19}$ C

R_H est indépendante de I et B mais dépend de la nature du semi-conducteur et de la température. Il est parfois nécessaire de corriger la valeur théorique en écrivant:

$$R_H = \frac{a}{nq}$$

où la constante "a" caractérise spécifiquement le semi-conducteur employé.

"a" est souvent voisin de 1. Ainsi, pour le germanium extrinsèque N on a:

$$a = \frac{3\pi}{8} \approx 1$$

Pour un semi-conducteur de type P, la constante de Hall s'écrit simplement:

$$R_H = \frac{1}{pq}$$

La constante de Hall peut s'exprimer en fonction de la mobilité des porteurs et de la résistivité du semi-conducteur. Rappelons (6-7):

$$\sigma = \mu q n \qquad \text{soit}$$

$$nq = \frac{\sigma}{\mu} = \frac{1}{\rho\mu} \qquad \text{d'où}$$

$$\boxed{R_H = \frac{1}{nq} = \rho\mu} \qquad (8\text{-}5)$$

Ainsi, la constante de Hall est le produit de la résistivité du semi-conducteur par la mobilité des porteurs.

La constante de Hall peut également être déterminée par voie expérimentale, en mesurant le potentiel de Hall (formule 8-4); les quantités I, B et ℓ étant connues.

Exercice:

Une plaquette de semi-conducteur extrinsèque de dimensions:

$$\left.\begin{aligned} h &= 2 \text{ mm} \\ \ell &= 4 \text{ mm} \\ L &= 15 \text{ mm} \end{aligned}\right\} \text{ voir figure 8.3}$$

est soumise à un champ magnétique d'induction B = 0,2 Tesla. On mesure une tension de Hall de +50 mV lorsque le courant I dans la plaquette s'élève à 0,1 A.

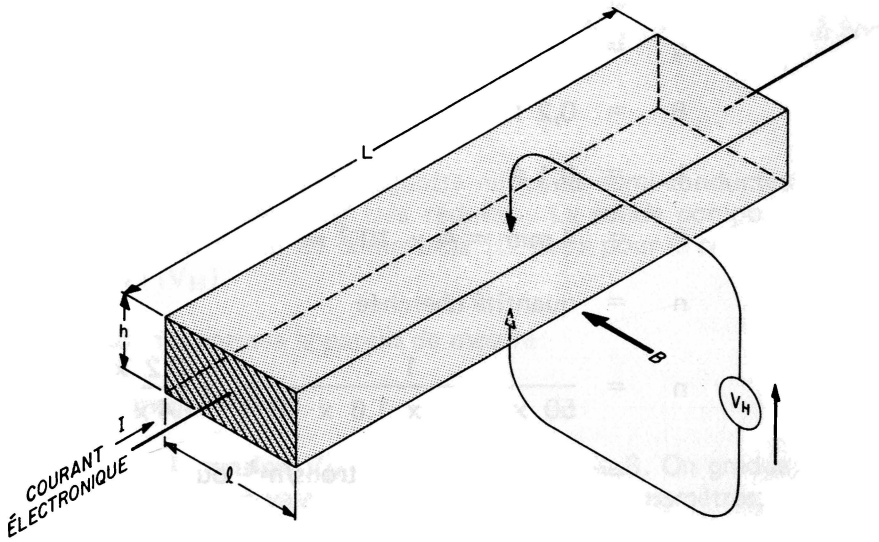


Fig. 8.3. Echantillon à analyser.

a) Déterminer le type de semi-conducteur et les concentrations n et p. On donne par ailleurs $n_i = 2{,}4 \times 10^{13}$ par cm^3.

b) Calculer la constante de Hall de cet échantillon.

SOLUTION

a) Le potentiel le plus positif se trouve sur la face supérieure, par conséquent il y a accumulation d'électrons au bas de la plaquette. On est donc en présence d'un semi-conducteur type N (électrons majoritaires). On peut facilement vérifier que, dans le cas d'un type P, le potentiel le plus positif se trouverait en bas.

Ecrivons maintenant la formule qui donne la d.d.p. de Hall:

$$V_H = \frac{1}{nq} \frac{BI}{\ell}$$

avec $V_H = 50\ mV = 50 \times 10^{-3}\ V$

$q = 1{,}6 \times 10^{-19}\ C$

$B = 0{,}2\ T$

$I = 0{,}1\ A$

$\ell = 4\ mm = 4 \times 10^{-3}\ m$

$n =$ quantité cherchée

$$n = \frac{1}{50 \times 10^{-3} \times 1{,}6 \times 10^{-19}} \times \frac{0{,}2 \times 0{,}1}{4 \times 10^{-3}}$$

$$= 6{,}25 \times 10^{20} \text{ électrons/m}^3 \text{ ou}$$

$$\underline{6{,}25 \times 10^{14} \text{ électrons/cm}^3}$$

La détermination de p se fait en passant par la loi d'action de masse (7-3)

$$p = \frac{n_i^2}{n} = \frac{(2{,}4 \times 10^{13})^2}{6{,}25 \times 10^{14}} = \underline{9{,}22 \times 10^{11} \text{ trous/cm}^3}$$

b) On sait que $R_H = \frac{1}{nq}$

$$R_H = \frac{1}{6{,}25 \times 10^{20} \times 1{,}6 \times 10^{-19}} = \underline{0{,}01\ m^3/C}$$

Applications de l'effet Hall

Contrôle de fabrication des semi-conducteurs.

On connaît la relation qui donne V_H (8-4)

$$V_H = R_H \times \frac{I \times B}{\ell}$$

Donc, en mesurant V_H, I, B et ℓ on peut obtenir R_H et, par conséquent, n qui est un critère important dans la fabrication des semi-conducteurs.

Par ailleurs, $\sigma = \mu qn$ (6-7), de sorte que la mesure de la résistivité $\rho = 1/\sigma$ fournit μ, mobilité des porteurs, qui est un autre facteur important à contrôler.

Sonde (ou capteur) à effet Hall.

Elle est fabriquée à partir d'une plaquette mince de semi-conducteur placée dans un support de dimensions très réduites. La sonde comporte quatre sorties: deux pour le circuit de commande (I), deux pour le circuit de sortie ou circuit de Hall (V_H).

On utilise ces sondes comme appareils de mesure:

a) **d'induction magnétique:**

Pour I donné, la tension V_H varie en fonction de B. On gradue donc le voltmètre se sortie en valeurs de B directement (gaussmètres, coercimètres, etc...).

On peut ainsi réaliser un relevé topographique précis d'un champ à l'intérieur d'une machine, par exemple, en explorant même des entrefers très réduits.

b) **d'intensité de courant:**

On réalise un ampèremètre pour la mesure des fortes intensités circulant dans des barres de distribution en montant le capteur au voisinage de la barre pour être exposé au champ magnétique proportionnel à l'intensité du courant traversant la barre. On peut de cette façon mesurer de fortes intensités sans coupure du circuit.

c) **de puissance:**

En produisant le champ magnétique par un enroulement en série dans la ligne de distribution et en branchant les électrodes d'excitation (I) en dérivation sur la ligne (en passant, bien sûr, par une grande résistance), on obtient un **wattmètre**, utilisable en continu comme en alternatif. En effet, V_H reste de même signe lorsque I et B s'inversent; en outre, le signe de V_H indique si la puissance mesurée est fournie ou consommée. Il faut remarquer également que le dispositif tient compte du déphasage et que la mesure effectuée représente bien la puissance réelle $P = EI \cos \varphi$. Par contrecoup, on peut réaliser des phasemètres à effet Hall.

D'autres applications sont possibles: multiplicateurs et diviseurs analogiques, petites machines tournantes à effet Hall, magnétorésistances.

D'autres effets curieux peuvent être observés en présence d'un champ magnétique. Le tableau suivant résume brièvement les caractéristiques de ces effets, d'ailleurs sans emploi pratique encore de nos jours, à l'exclusion, bien sûr, de l'effet Hall.

EFFETS MAGNETO-THERMIQUES		
Cause	**Observations**	**effet (nom)**
Courant électrique longitudinal	tension électrique transversale	HALL ou magnéto-électrique
Courant électrique longitudinal	différence de température transversale	ETTINGHAUSEN
Flux de chaleur longitudinal	tension électrique transversale	NERNST
Flux de chaleur longitudinal	différence de température transversale	RIGHI-LEDUC ou magnéto-calorique

VERIFIEZ VOS CONNAISSANCES

8.A. La résistivité intrinsèque du germanium est de 47 Ω cm à 300 K; calculer la concentration intrinsèque n_i sachant que $\mu_n = 3900\ cm^2/Vs$ et $\mu_p = 1900\ cm^2/Vs$.

8.B. Un semi-conducteur est caractérisé par une hauteur E_G de 1,09 eV. Trouver la concentration intrinsèque à 300 K de ce semi-conducteur, sachant que $A = 5 \times 10^{21}\ m^{-3}K^{-3/2}$.

8.C. A la température ambiante, la résistivité du cuivre est d'environ $1,7 \times 10^{-8}$ Ωm et le coefficient de Hall R_H est de $-5,5 \times 10^{-11}\ m^3/C$.

a) Trouver la concentration **n** en électrons libres.

b) Calculer le **temps de relaxation** des porteurs. (temps moyen séparant les collisions).

8.D. On utilise un échantillon connu de germanium pour la mesure d'un champ magnétique. Cet échantillon traversé par un courant de 50 mA a fourni dans un champ d'induction de 0,2 T une tension de Hall de 54 mV.

Dans un champ d'induction B inconnu, il développe une tension de Hall de 38,8 mV pour un courant de 25 mA.

a) Calculer B.

b) Quelle sera la précision du résultat, sachant que la mesure des courants et tensions comporte une erreur relative maximale de 1% tandis que l'induction était certainement comprise entre 0,1960 T et 0,2040 T ?

APPENDICE (I)

MODELE ATOMIQUE DE BOHR
appliqué à l'hydrogène

Nos connaissances sur la structure électronique des atomes reposent en grande partie sur les résultats de l'étude de l'atome d'hydrogène (le plus simple de tous les atomes) amorcée par Bohr en 1913 et complétée de façon rigoureuse par la mécanique ondulatoire en 1925. Nous allons exposer les grandes lignes des développements qui ont été effectués à ce sujet.

1. *Les trois hypothèses de Bohr:*

   a) *L'électron peut conserver un état stationnaire (pas de radiation) lorsqu'il circule sur certaines orbites circulaires bien définies.*

   b) *Le passage d'un état stationnaire caractérisé par un niveau d'énergie W_1 à un autre état stationnaire d'énergie W_2 est caractérisé par une émission ou une absorption d'énergie sous la forme de radiation de fréquence:*

$$\nu = \frac{|W_2 - W_1|}{h}$$

$$h \cong 6{,}62 \times 10^{-34}\ J\ s \text{ (Constante de Planck)}$$

   c) *Un état stationnaire n'est obtenu qu'à la seule condition que la quantité de mouvement angulaire de l'électron soit un multiple entier de $h/2\pi$.*

   Ainsi

$$mvr = \frac{nh}{2\pi} \text{ (n entier)}$$

   m : masse de l'électron

   v : vitesse de l'électron

   r : rayon de l'orbite

   h : constante de Planck

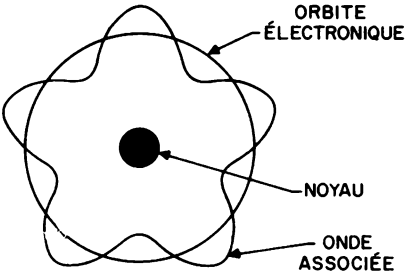
   Cette hypothèse avait été posée à priori par Bohr, et, disons-le, de façon purement arbitraire. Cependant, elle a été justifiée une première fois par les résultats obtenus, puis logiquement par la mécanique ondulatoire.

   En effet, en appliquant le principe de dualité **onde-corpuscule** *à l'électron, il est assez naturel d'admettre que son mouvement ne sera*

stable que si l'onde associée n'est stationnaire c'est-à-dire si la longueur de l'orbite est un multiple entier n de la longueur d'onde (on dit aussi, lorsqu'il y a résonance de l'orbite pour la longueur d'onde) soit:

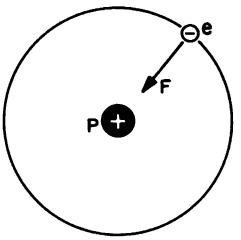
$$2\pi r = n\lambda = n\frac{h}{mv}$$

ce qui revient donc à l'hypothèse de Bohr.



2. Calcul des orbites stationnaires.

Appliquons maintenant les lois de la mécanique classique au mouvement planétaire de l'électron.



Nous supposerons que dans l'atome d'hydrogène l'électron e décrit, autour du proton P immobile, une orbite circulaire de rayon r d'un mouvement de vitesse v. Si q est la valeur de la charge en coulomb, l'attraction électrostatique vaut:

$$F = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \qquad \textit{(loi de Coulomb)}$$

Dirigée vers le centre et de grandeur constante, cette force centripète est responsable du mouvement circulaire uniforme; on a donc:

$$\frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{mv^2}{r} \qquad \textit{(2}^{e}\textit{ loi de Newton)}$$

En faisant intervenir la condition de stabilité énoncée plus haut dans cette dernière équation, on trouve les rayons des orbites stationnaires possibles.

En effet:

$$v^2 = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 r m} \qquad \textit{et aussi}$$

$$v^2 = \frac{n^2h^2}{4\pi^2m^2r^2} \qquad \textit{(d'après la 3}^{e}\textit{ hypothèse de Bohr)}$$

d'où l'égalité:

$$\frac{n^2\,h^2}{4\,\pi^2 m^2 r^2} = \frac{q^2}{4\,\pi\,\epsilon_0\,r\,m}$$

Par suite:

$$\boxed{r_n = \frac{n^2\,h^2\,\epsilon_0}{m\,\pi\,q^2}} \qquad \textit{(I-A-1)}$$

A noter que

$$\epsilon_0 = \frac{1}{36\,\pi} \times 10^{-9}\ F/m = 8{,}842 \times 10^{-12}\ F/m$$

d'où la nouvelle écriture pour (I-A-1)

$$\boxed{r_n = \frac{n^2\,h^2}{36\,\pi^2\,mq^2} \times 10^{-9}} \qquad \textit{(I-A-2)}$$

Pour n = 1, on trouve **l'orbite fondamentale** *de rayon*

$$r_1 = \frac{h^2}{36\,\pi^2\,mq^2} \times 10^{-9}$$

Numériquement, avec

$$h = 6{,}62 \times 10^{-34}\ J\text{-}s$$
$$m = 9{,}10 \times 10^{-31}\ kg$$
$$q = 1{,}60 \times 10^{-19}\ C \qquad \textit{on trouve}$$

$$r_1 = 0{,}529 \times 10^{-10}\ m = 0{,}529\ \text{Å}$$

Dans l'état normal, l'électron est sur cette orbite: le diamètre de l'atome d'hydrogène est bien voisin de 1 Å, valeur trouvée expérimentalement. Mais il existe d'autres orbites qui correspondent aux différentes valeurs entières du **nombre quantique** *n. L'électron n'y reste qu'un temps extrêmement court et tend à revenir à l'état fondamental stable. Chaque fois qu'il* **saute** *d'une orbite à une autre, il y a émission d'un photon. Cette théorie rend parfaitement compte du spectre de l'hydrogène avec une précision remarquable.*

3. Calcul des niveaux d'énergie.

L'électron possède de l'énergie cinétique due à son mouvement:

$$W_1 = \frac{1}{2} mv^2 = \frac{1}{2} \not{m} \frac{q^2}{4 \pi \epsilon_0 r \not{m}}$$

et de l'énergie potentielle due à sa position par rapport au noyau:

$$W_2 = -\frac{q^2}{4 \pi \epsilon_0 r}$$

Cette énergie est négative par convention car on a établi que l'énergie potentielle serait nulle lorsque r est infini. On pourrait dire aussi qu'il faut **dépenser** *de l'énergie pour éloigner l'électron indéfiniment.*

L'énergie totale (somme des énergies potentielle et cinétique) est:

$$W_T = \frac{1}{2} \frac{q^2}{4\pi \epsilon_0 r} + \left[-\frac{q^2}{4 \pi \epsilon_0 r} \right] \qquad \textit{soit}$$

$$W_T = -\frac{1}{2} \frac{q^2}{4 \pi \epsilon_0 r}$$

En introduisant les différents rayons possibles calculés précédemment, on obtient les niveaux d'énergie qui peuvent exister au sein de l'atome d'hydrogène.

$$W_n = -\frac{1}{2} \frac{mq^4 \not{\pi}}{4\pi \epsilon_0 n^2 R^2 \epsilon_0}$$

Après simplification:

$$\boxed{W_n = -\frac{mq^4}{8 h^2 \epsilon_0{}^2} \times \frac{1}{n^2}} \qquad \textit{(I-A-3)}$$

N.B. Cette formule peut être démontrée de façon plus rigoureuse par la mécanique ondulatoire.

4. Calcul des fréquences spectrales:

Si la radiation est émise seulement au cours d'une transition orbitale $W_1 \rightarrow W_2$ *et que l'énergie de la radiation est donnée par:*

$$W_1 - W_2 = h\nu \quad (2^e \text{ hypothèse de Bohr})$$
$$(\text{ici } W_1 > W_2)$$

on obtient une expression donnant les fréquences des raies spectrales en substituant à W de cette équation la valeur trouvée antérieurement:

$$\boxed{\nu_n = \frac{mq^4}{8h^2\,\epsilon_0{}^2}\left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2}\right)} \qquad (I\text{-}A\text{-}4)$$

Soulignons, en passant, que cette formule avait déjà été établie **empiriquement** *par Rydberg qui la présentait sous la forme:*

$$\boxed{\frac{1}{\lambda} = R\left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2}\right)} \qquad (I\text{-}A\text{-}5)$$

R étant la constante de Rydberg.

Si l'on remarque que $\frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}$ *on pourra déterminer R.*

$$R = \frac{mq^4}{8h^3\,\epsilon_0{}^2\,c} = 1{,}0974 \times 10^7 \text{ m}^{-1} \text{ ou } 1{,}0974 \times 10^{-3} \text{ Å}^{-1}$$

La formule de Rydberg nous permet de calculer les longueurs d'ondes par la différence entre les termes qui sont naturellement liés au processus de radiation. En variant m et n dans la formule, on obtient différentes séries de raies nommées:

Série de Lyman $R\left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2}\right)$ *avec* $n = 2, 3, 4, \ldots$

Série de Balmer $R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right)$ *avec* $n = 3, 4, 5, \ldots$

Série de Paschen $R\left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2}\right)$ *avec* $n = 4, 5, 6, \ldots$

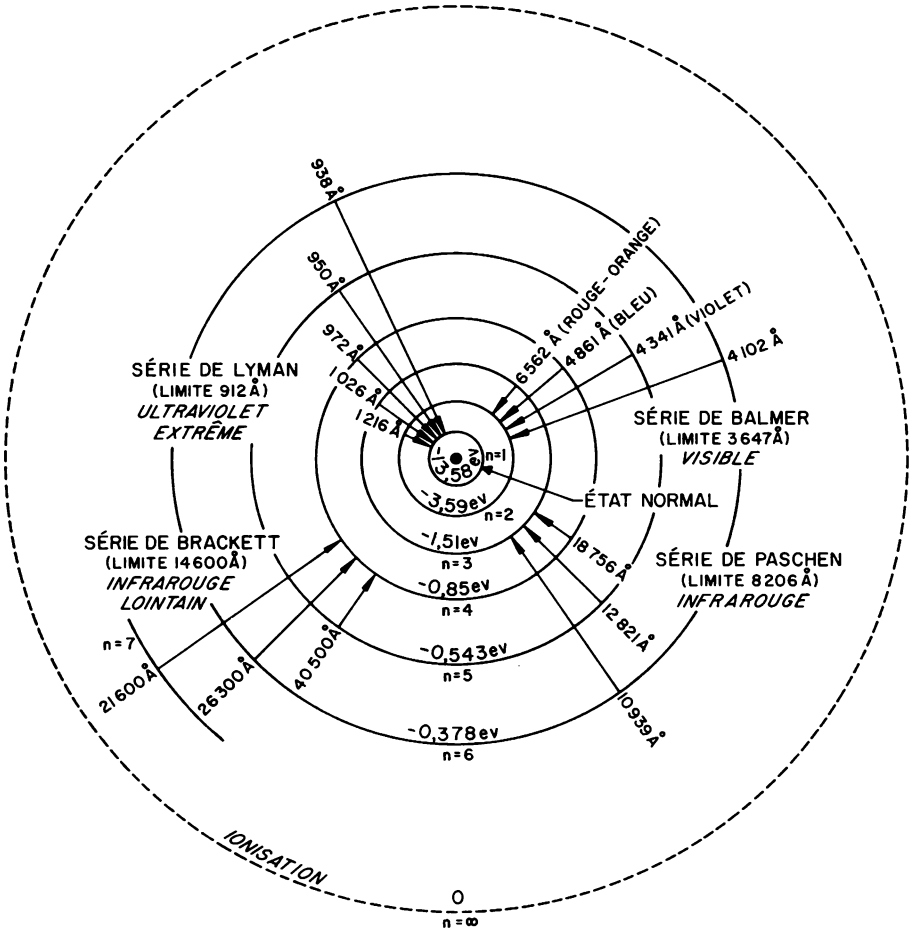
Série de Brackett $R\left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2}\right)$ *avec* $n = 5, 6, 7, \ldots$

5. Diagramme des niveaux d'énergie:

Pour conclure, nous traduirons graphiquement les résultats obtenus en calculant les niveaux d'énergie pour $n = 1, 2, 3, 4 \ldots \infty$. Le graphique ainsi formé, appelé diagramme des niveaux d'énergie, met bien en relief l'idée qu'un atome ne peut exister que dans une suite discontinue d'états d'énergie.

Seuls quelques états ont été inscrits sur le graphique. Théoriquement, il existe un nombre infini d'états ainsi que le prouve la formule (I-A-3).

Le graphique indique aussi certaines transitions orbitales caractéristiques.



APPENDICE (II)

L'EQUATION DE SCHRODINGER

En 1926, le physicien viennois Erwin Schrödinger, s'appuyant sur les travaux d'Einstein et de Broglie, posa une équation mathématique générale d'une incroyable portée.

A la base il y a l'idée que la nature ondulatoire des particules préconisée par de Broglie devrait forcément nous conduire vers des considérations qui s'appliquent en général à tout mouvement ondulatoire.

Remontons donc à l'équation différentielle fondamentale qui régit tous les phénomènes ondulatoires à une dimension:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} \qquad \textit{(II-A-1)}$$

Ψ : *amplitude de l'onde considérée*

x : *distance dans une direction*

v : *vitesse de propagation de l'onde*

t : *temps*

Cette équation peut fort bien représenter le mouvement des cordes vibrantes, le champ électrique dans les lignes de transmission, les ondes électromagnétiques. Selon le cas, l'amplitude Ψ pourra désigner l'élongation ou déplacement par rapport à la position de repos d'un point de la corde, l'intensité ou la tension dans le cas des lignes de transmission, le champ électrique ou magnétique dans le cas des ondes radioélectriques.

En général ces grandeurs varient dans le temps et dans l'espace, autrement dit:

$$\Psi_{(x,\,t)} = \psi_{(x)}\, T_{(t)}$$

$\psi_{(x)}$: *fonction de x seulement ou fonction spatiale*

$T_{(t)}$ *fonction de t seulement ou fonction temps*

Supposons à présent une variation $T_{(t)}$ du type cosinusoïdale, ce que nous pouvons traduire par:

$$T_{(t)} = Re^{j\omega t} \text{ (partie réelle de } e^{j\omega t})$$

avec $\omega = 2\pi f$ bien sûr.

Il se trouve alors que l'équation originelle (II-A-1) se réduit à une forme qui ne fait intervenir que l'espace:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\omega^2 \psi}{v^2} = 0 \qquad \textit{(II-A-2)}$$

ou mieux encore:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \psi = 0 \qquad \textit{(II-A-3)}$$

Le système se trouve dans un état dit **stationnaire,** *c'est-à-dire ne dépendant pas du temps. A noter que le mot* **stationnaire** *ne signifie pas que rien ne bouge, mais plutôt que le mouvement reste identique à lui-même au cours du temps.* **Tous les systèmes stationnaires ont ceci de commun que leur énergie est constante.**

Les solutions de l'équation réduite donnent donc les configurations spatiales correspondant aux états stationnaires.

A partir de ces données, il est possible d'établir l'équation de Schrödinger en substituant $\frac{h}{mv}$ *(longueur d'onde de de Broglie)* à λ *et* $(E - V)$* *pour l'énergie cinétique* $\frac{1}{2} mv^2$. *Le résultat est:*

$$\boxed{\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - V) \psi = 0} \qquad \textit{(II-A-4)}$$

E : *énergie totale du système étudié*

V : *énergie potentielle*

Telle est la célèbre équation de Schrödinger à une dimension; indépendante du temps, elle ne s'applique qu'aux systèmes stationnaires. (Il existe aussi une équation de Schrödinger qui permet de prévoir l'évolution des systèmes non-stationnaires.)

* Soulignons ici que l'énergie totale d'un système (E) est toujours égale à la somme de ses énergies cinétique et potentielle.

Bien entendu, une forme à trois dimensions peut être développée comme suit:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - V) \psi = 0$$

ou

$$\boxed{{}^2\psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - V) \psi = 0} \qquad \text{(II-A-5)}$$

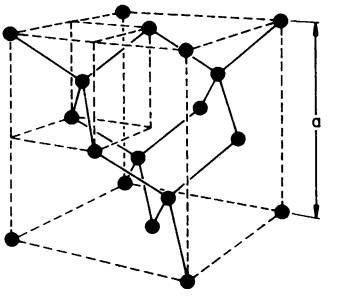
Cf. (4-4)

La résolution de cette équation nous fera apparaître, comme par enchantement, les niveaux énergétiques permis, ainsi que les distributions spatiales autour du noyau.

APPENDICE (III)

CARACTERISTIQUES PRINCIPALES DU GERMANIUM ET DU SILICIUM

I) INFORMATIONS GENERALES		
	GERMANIUM	SILICIUM
découvert en	1885 par Winkler	1823 par Berzelius
symbole chimique	Ge	Si
catégorie chimique	métal	métalloïde
classification périodique	32e place dans le tableau de Mendeleïev (groupe IV)	14e place dans le tableau de Mendeleïev (groupe IV)
importance dans la nature	relativement rare (plus cher que l'or)	très répandu
minerais les plus courants	argyrodite ($4\ Ag_2\ S\text{-}GeS_2$) enargite ($3\ Cu_2\ S\text{-}As_2\ S_5$) réniérite (sulfure complexe de Cu-Fe-Ge-As) germanite ($7\ CuS\text{-}FeS\text{-}GeS_2$)	silice SiO_2 "stable" silicates
caractère chimique important	brûle à l'air libre (on doit le fondre sous vide ou en atmosphère inerte)	très actif (réducteur très puissant)
nombre d'oxydation	4	4

II) STRUCTURE ET PARAMETRES ATOMIQUES		
	GERMANIUM	SILICIUM
structure cristalline	dans les deux cas on a une structure cristalline cubique à faces centrées (type diamant). (Voir figure ci-contre.)	

II) STRUCTURE ET PARAMETRES ATOMIQUES (suite)		
	GERMANIUM	SILICIUM
paramètre cristallographique "a" (à 298 K)	5,6575 Å	5,4307 Å
ray atomique	1,37 Å	1,32 Å
rayons ioniques	0,93 Å (+2) 0,53 Å (+4)	2,71 Å (−1) 0,41 Å (+4)
rayons de covalence	1,22 Å	1,11 Å
nombre atomique (Z)	32	14
masse atomique (Ma)	72,60 g	28,086 g
volume atomique	13,6	12,1
concentration atomique (nombre d'atomes par cm^3)	$4,42 \times 10^{22}$	$4,96 \times 10^{22}$

III) PROPRIETES PHYSIQUES		
	GERMANIUM	SILICIUM
aspect	blanc gris un peu rougeâtre	à l'état amorphe: couleur brune à l'état cristallisé: gris de plomb
masse spécifique (à 298 K)	5,323 g/cm^3	2,33 g/cm^3
dureté Brinel	190	240
température de fusion	937,4°C	1410°C
température d'ébullition	2830°C	2680°C
chaleur spécifique	0,074 cal/g°C	0,162 cal/g°C
chaleur de fusion	7,6 kcal/atome-gramme	11,1 kcal/atome-gramme
chaleur de vaporisation	68 kcal/atome-gramme	40,6 kcal/atome-gramme
conductivité thermique	0,7 W/cm°C ou 0,16 cal/s cm°C	1,3 W/cm°C ou 0,30 cal/s cm°C
coefficient de dilatation linéaire (10^{-6}/°C)	6,1	4,2

IV) CARACTERISTIQUES ELECTRONIQUES		
	GERMANIUM	SILICIUM
nombre électronique	32	14
structure électronique	$1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^6, 3d^{10}, 4s^2, 4p^2$	$1s^2, 2s^2, 2p^6, 3s^2, 3p^2$
énergie d'activation intrinsèque (hauteur de la bande interdite) ($E_G = f(T)$)	$0{,}782 - 3{,}9 \times 10^{-4} T$	$1{,}21 - 3{,}6 \times 10^{-4} T$
E_{G0} (E_G à 0 K)	0,782 eV	1,21 eV
E_G à 300 K	0,67 eV	1,1 eV
concentration intrinsèque $n_i = p_i$ (300 K)	$2{,}36 \times 10^{13}$ porteurs/cm^3	$1{,}5 \times 10^{10}$ porteurs/cm^3
concentration intrinsèque $n_i p_i$ (300 K)	$5{,}5 \times 10^{26}$ porteurs/cm^6	$2{,}25 \times 10^{20}$ porteurs/cm^6
mobilité des électrons (μ_n) (300 K)	3900 cm^2/V s = 0,39 m^2/Vs	1350 cm^2/V s = 0,135 m^2/Vs
mobilité des trous (μ_p) (300 K)	1820 cm^2/V s = 0,182 m^2/Vs	500 cm^2/V s = 0,05 m^2/Vs
résistivité intrinsèque (300 K)	47 Ω cm	230,000 Ω cm
conductivité intrinsèque (300 K)	0,02 mho/cm	4,3 μmho/cm
constante de diffusion des électrons (300 K) (D_n)	101 cm^2/s	35 cm^2/s
constante de diffusion des trous (300 K) (D_p)	49 cm^2/s	13,1 cm^2/s
coefficient de température	négatif	négatif
constante diélectrique (ϵ_r)	15,7	12
électronégativité (échelle de Pauling)	1,8	1,8
masse effective des électrons (m_n)	0,5 m_o	1,1 m_o
masse effective des trous (m_p)	0,37 m_o	0,59 m_o

APPENDICE (IV)

LA LOI D'ACTION DE MASSE

Dans un semi-conducteur, le produit des concentrations en trous et en électrons demeure toujours constant à une température donnée. Le dopage a pour effet de modifier seulement le rapport des concentrations ($p \neq n$) mais non leur produit.

Cette loi s'appuie sur un certain nombre de **prémisses** *aisément accessibles:*

1. *Le taux de génération (G) des électrons doit être forcément égal au taux de recombinaison (R). Il serait difficile d'imaginer autre chose si l'on veut qu'un équilibre s'établisse. Donc:*

$$G = R$$

2. *G est seulement fonction de la température. Donc G est constant à température fixe.*

3. **R** *dépend du produit np;* **R** *varie linéairement avec la* **population** *np, ce qui semble tout-à-fait logique.*

   On peut écrire maintenant:

$$G = R = k\,n\,p \qquad \text{(k facteur de proportionnalité)}$$

   Ainsi, si nous considérons un certain nombre de substances semi-conductrices portées à la même température, nous aurons:

$$\underbrace{k\,n_1\,p_1}_{\text{SC dopé No 1}} = \underbrace{k\,n_2\,p_2}_{\text{SC dopé No 2}} = \underbrace{k\,(n_i)^2}_{\text{substance intrinsèque}}$$

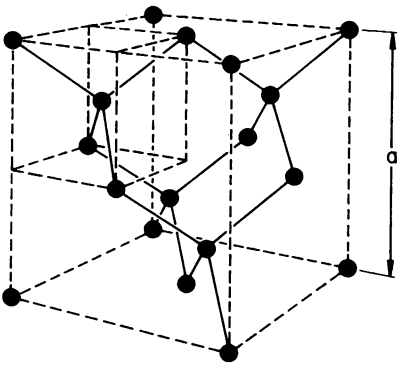
La conclusion est alors immédiate:

$$\boxed{n \times p = n_i^2} \qquad (7\text{-}3)$$

RÉPONSES AUX QUESTIONS

1.A.a) Dans une structure cristalline, les atomes sont disposés d'une façon ordonnée qui se répète à l'infini. Dans une structure amorphe, il y a peu ou pas d'ordre dans l'arrangement des atomes.

b) Le germanium et le silicium cristallisent dans le système **cubique à faces centrées.** En effet, en répétant dans tous les sens le modèle unitaire proposé dans le questionnaire, on aboutit à la structure représentée ci-dessous.



c) hexagonal

1.B. Les molécules des gaz sont plus éloignées entre elles que celles des solides ou des liquides. Elles sont animées, comme celles des liquides du reste, de mouvements incessants et s'entrechoquent entre elles (chaos moléculaire). D'ailleurs, même dans un solide, les atomes oscillent autour d'une position moyenne. Mais les degrés de liberté sont bien différents. C'est ce qui explique que les gaz soient compressibles, les liquides à peu près pas tandis que les solides sont rigides.

1.C. Un plasma est le résultat d'une dissociation de particules très importante. Il est donc caractérisé par un degré d'ionisation très poussé.

2.A. Cette masse s'obtient en divisant la masse atomique de l'élément considéré par le nombre d'Avogadro. Donc:

1 atome d'aluminium a une masse de $\dfrac{26,98}{6,025 \times 10^{23}} = 4,48 \times 10^{-23}$ g

1 atome de silicium a une masse de $\dfrac{28,09}{6,025 \times 10^{23}} = 4,66 \times 10^{-23}$ g

1 atome d'uranium a une masse de $\dfrac{238,0}{6,025 \times 10^{23}} = 39,5 \times 10^{-23}$ g

2.B. La masse moléculaire s'obtient en additionnant les masses atomiques des éléments en tenant compte, bien sûr, du nombre d'atomes de chaque élément. Ainsi,

$$Ca\,O = 40{,}08 + 16{,}00 = 56{,}08$$

$$NH_3 = 14{,}01 + 3 \times 1 = 17{,}01$$

$$(NH_4)_2\,SO_4 = 2\,[\,14{,}01 + (4 \times 1)\,] + 32{,}06 + 4\,(16) = 132{,}08$$

$$(CH_3)_3\,C - CH_2 - CH\,(CH_3)_2 =$$
$$3 \times [\,12{,}01 + 3 \times 1\,] + 12{,}01 + 12{,}01 + 2 \times 1 +$$
$$12{,}01 + 1 + 2\,[\,12{,}01 + 3 \times 1\,] = 114{,}08$$

2.C. On calculera d'abord la masse moléculaire, comme dans la question précédente, puis on divisera par le nombre d'Avogadro.

masse d'une molécule de sucre:

$$\frac{C_{12}\,H_{22}\,O_{11}}{6{,}025 \times 10^{23}} = \frac{12 \times 12{,}01 + 22 \times 1 + 11 \times 16}{6{,}025 \times 10^{23}} = \frac{342{,}12}{N} \cong 56{,}8 \times 10^{-23}\ g$$

masse d'une molécule d'acide nitreux:

$$\frac{HNO_2}{6{,}025 \times 10^{23}} = \frac{1 + 14{,}01 + 2 \times 16{,}00}{6{,}025 \times 10^{23}} = \frac{47{,}01}{N} = 7{,}80 \times 10^{-23}\ g$$

2.D. Chaque ion Cl^- est entouré de **six** ions Na^+, et réciproquement.

2.E. Etant donnée la proportionnalité qui existe entre la masse et le poids d'un corps, il nous suffira, pour connaître l'élément en question, de chercher dans la table III l'élément ayant une masse atomique 14 fois plus élevée que celle de l'hydrogène dont la masse atomique est d'ailleurs égale à l'unité. L'élément qui répond à cette masse s'appelle l'azote (ou nitrogène).

3.A. Les trois principaux constituants de l'atome sont:

— le proton
— le neutron
— l'électron

3.B. a) Puisque la charge de l'électron est de $1{,}6 \times 10^{-19}$ C, le nombre d'électrons nécessaires pour former un coulomb s'obtient en prenant l'inverse de cette charge élémentaire, soit:

$$1/1{,}6 \times 10^{-19} = 6{,}25 \times 10^{18}$$

b) Un courant de 1 A correspond à 1 C/s; par suite, un courant de 1 pA $\rightarrow$ 1×10^{-12} C/s. Or nous avons vu en 'a' qu'il fallait $6{,}25 \times 10^{18}$ électrons pour faire 1 coulomb. Nous pouvons maintenant calculer le nombre d'électrons déplacés par seconde dans un conducteur où il circule un courant de 1 pA.

$$1 \times 10^{-12} \times 6{,}25 \times 10^{18} = 6{,}25 \times 10^{6}$$

c) La masse de l'électron est $9{,}1 \times 10^{-31}$ kg.

La masse totale déplacée en 'b' sera alors de

$$9{,}1 \times 10^{-31} \text{ kg} \times 6{,}25 \times 10^{6} \cong 5{,}69 \times 10^{-24} \text{ kg}$$

d) $$\frac{e}{m} = \frac{1{,}6 \times 10^{-19}}{9{,}1 \times 10^{-31}} \cong 1{,}76 \times 10^{11} \text{ C/kg}$$

e) Le Joule est l'unité d'énergie dans le système S.I. C'est une unité beaucoup trop grande dans certains cas. On définit alors l'électron-volt (eV) qui représente l'énergie cinétique gagnée par un électron lorsqu'il parcourt une d.d.p. de 1 V. Donc:

$$1 \text{ eV} = q\,V = (1{,}6 \times 10^{-19} \text{ C})\ (1 \text{ V}) = 1{,}6 \times 10^{-19} \text{ J}$$

3.C. La théorie de la radiation de Planck est basée sur la supposition qu'un corps émet et absorbe de l'énergie radiante seulement en multiples de quantum d'énergie dont la valeur est proportionnelle à la fréquence $\Delta W = h\nu$.

L'application de ce principe à l'atome de Bohr conduit à l'énoncé suivant:

Tous les échanges d'énergie entre l'atome et l'extérieur, que ce soit par absorption ou émission, se produisent aussi par quantum.

3.D. L'atome de Bohr comporte un noyau (positif) et des électrons planétaires (négatifs). Les électrons ne peuvent décrire autout du noyau que certaines orbites, d'énergie bien définie. La circulation, sur ces orbites, ne comporte aucun échange d'énergie avec l'extérieur. Mais le passage d'un électron d'une orbite à une autre se traduit par l'émission ou l'absorption, sous forme de radiation, d'une quantité d'énergie bien déterminée, appelée quantum.

3.E. D'après la relation de Planck:

$$\Delta W = h\nu$$

$$h = 6{,}62 \times 10^{-34} \text{ J. s}$$

$$\nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \times 10^{8}}{500 \times 10^{-9}} \qquad \text{d'où}$$

$$h\nu = \frac{6{,}62 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^{8}}{500 \times 10^{-9}} = 3{,}97 \times 10^{-19} \text{ J}$$

4.A. A l'échelle atomique, notre mécanique classique ne convient plus: elle est impuissante. Les notions simples de point matériel, de forces, auxquelles nous sommes très attachés et sur lesquelles repose la mécanique traditionnelle ne sont plus valables lorsqu'on les transpose à d'aussi petites dimensions. L'idée d'un parfait déterminisme prévoyant l'évolution d'un système physique à partir des coordonnées et vitesses des points connus à un certain moment avec précision doit être révisée.

La mécanique ondulatoire, plus générale et plus raffinée, permet de pénétrer dans ce domaine obscur de l'infiniment petit où la mécanique conventionnelle échoue, tout en se raccordant à cette dernière néanmoins.

La notion de connaissance précise de la position ou de la vitesse doit être remplacée par la notion, plus difficile, de **probabilité de présence** (relations d'Heisenberg).

4.B. Considérons la relation $W = \frac{hc}{\lambda}$

d'où:

$$\lambda = \frac{hc}{w} = \frac{6{,}62 \times 10^{-34} \times 3 \times 10^{8}}{10\,000 \times 1{,}6 \times 10^{-19}} = 1{,}24 \times 10^{-10}$$

$$\underline{\text{soit } \lambda = 1{,}24 \text{ Å}}$$

4.C. Les électrons faisant partie d'un atome ne peuvent posséder que certains niveaux énergétiques, que l'on caractérise par convention à l'aide de quatre nombres quantiques:

a) Le NOMBRE QUANTIQUE PRINCIPAL n peut prendre les valeurs entières 1, 2, 3 ... 7. C'est le même nombre que celui introduit par Bohr. Il répond à la définition suivante: les orbites possibles sont celles pour lesquelles le moment cinétique total de l'électron est un multiple entier de $h/2\pi$ donc

$$mvr = n\frac{h}{2\pi}$$

b) Le NOMBRE QUANTIQUE AZIMUTAL ℓ qui peut prendre des valeurs égales aux nombres entiers: 0, 1 ... n − 1 Il s'applique au cas où les orbites sont elliptiques et répond à la définition suivante: le rapport du grand axe au petit axe de l'ellipse est égal à $n/(\ell + 1)$.

c) Le NOMBRE QUANTIQUE MAGNETIQUE m qui peut prendre des valeurs égales aux nombres entiers allant de $-\ell + \ell$. Il répond à la définition suivante: toutes les orbites n'ont pas la même inclinaison par rapport à un plan de référence; seules certaines inclinaisons sont permises qui obéissent à la condition que la composante de moment cinétique dans la direction Oz du plan de référence soit un multiple entier de $h/2\pi$, soit:

$$\ell \, v_z \, r = m \frac{h}{2\pi}$$

d) Le NOMBRE QUANTIQUE DE SPIN (ou de rotation) s, qui peut prendre les valeurs $+1/2$ ou $-1/2$. Il exprime que l'électron tournant sur lui-même possède un moment cinétique propre (spin) dont la composante par rapport à un plan de référence ne peut être égal qu'à une des valeurs:

$$+ \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi} \quad \text{ou} \quad - \frac{1}{2} \frac{h}{2\pi}$$

Ceci posé, on admet que ces quatre nombres quantiques suffisent à définir l'état de tout électron appartenant à un système atomique aussi complexe soit-il.

4.D.a) La formule donnée en appendice est la suivante:

$$r = \frac{n^2 \, h^2 \, \epsilon_0}{m \, \pi \, q^2}$$

En faisant $n = 1$, on obtient le rayon de la première orbite, soit:

$$r_1 = \frac{h^2 \, \epsilon_0}{m \, \pi \, q^2} = 0{,}53 \times 10^{-10} \text{ m}$$

La formule générale peut alors s'écrire:

$$\boxed{r_n = r_1 \, n^2}$$

b) En appliquant la formule précédente, on a:

$r_2 = r_1 \times 2^2 = 0{,}53 \times 10^{-10} \times 4 = 2{,}12 \times 10^{-10}$ m

$r_3 = r_1 \times 3^2 = 0{,}53 \times 10^{-10} \times 9 = 4{,}77 \times 10^{-10}$ m

c) Considérons la formule 2 de l'appendice.

$$W_n = -\frac{m\,q^4}{8\,h^2\,\epsilon_0} \times \frac{1}{n^2}$$

Posons n = 1, on obtient le premier niveau énergétique :

$$\frac{m\,q^4}{8\,h^2\,\epsilon_0^2} = \frac{9{,}1 \times 10^{-31} \times (1{,}6 \times 10^{-19})^4}{8 \times (6{,}62 \times 10^{-34})^2 \times (8{,}84 \times 10^{-12})^2}$$

(tous calculs faits) $\cong 21{,}8 \times 10^{-19}$ J

Convertissons en eV:

$$\frac{21{,}8 \times 10^{-19}\ \text{J}}{1{,}6 \times 10^{-19}} = 13{,}6\ \text{eV}$$

Revenons à la formule générale :

$$\boxed{W_n = -\frac{13{,}6}{n^2}} \qquad \text{(en eV)}$$

d) sept couches suffisent.

e)

MAUVAIS CONDUCTEURS (5 électrons et plus sur la couche périphérique)	SEMI CONDUCTEURS (4 électrons sur la couche périphérique)	BON CONDUCTEURS (3 électrons ou moins sur la couche périphérique)
Brome Soufre Sélénium	Etain Plomb	Cadmium Calcium Manganèse Gallium Nickel Cobalt Césium

5.A. a) Il suffit de remarquer que pour convertir:

- des Ω cm en Ωm, il faut diviser par 100 puisque la nouvelle unité est 100 plus grande
- des MΩm en Ωm il faut multiplier par 1 000 000 puisque la nouvelle unité est 1 000 000 plus petite. Ainsi, nous aurons:

argent	:	$1{,}64 \times 10^{-8}$ Ωm *(aucun changement)*
cuivre	:	$1{,}70 \times 10^{-8}$ Ωm
eau pure	:	10^{7} Ωm
arséniure de gallium	:	5×10^{5} Ωm
porcelaine	:	10^{17} Ωm

b) La classification est maintenant facile à faire:

conducteurs	:	argent et cuivre
semi-conducteur	:	arséniure de gallium
isolants	:	eau pure et porcelaine

c) La conductivité est l'inverse de la résistivité.

$$\sigma = \frac{1}{\rho}$$

(σ : conductivité (mho/m) ; ρ : résistivité (Ωm))

Dans le cas du cuivre, nous aurons donc:

$$\sigma = \frac{1}{1{,}70 \times 10^{-8}} = 5{,}88 \times 10^{7} \text{ mho/m}$$

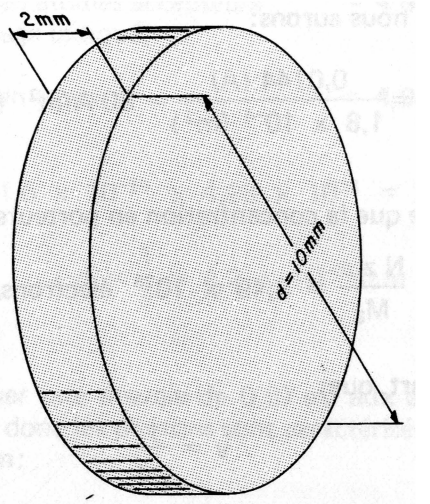
5.B. La résistance d'un solide de section **S** et de longueur ℓ peut s'exprimer par la relation:

$$R \; (\Omega) = \rho \; (\Omega.\text{m}) \; \frac{\ell \; (\text{m})}{S \; (\text{m}^2)}$$

d'où on peut tirer:

$$\rho = \frac{RS}{\ell}$$

Dans le cas qui nous concerne, nous connaissons $\ell = 2\text{mm} = 2 \times 10^{-3}$ m et $d = 10\,\text{mm} = 10 \times 10^{-3}$ m (voir figure ci-dessous). Il nous faut calculer **S** c'est-à-dire la section circulaire.



$$S = \pi r^2 = \frac{\pi d^2}{4} = \frac{3{,}14 \times (10 \times 10^{-3})^2}{4} = 78{,}5 \times 10^{-6}\ \text{m}^2$$

Calculons $$\rho = \frac{RS}{\ell} = \frac{1200 \times 78{,}5 \times 10^{-6}}{2 \times 10^{-3}} = \underline{47{,}1\ \Omega\,\text{m}}$$

6.A. D'après la formule (6-8), nous pouvons calculer la conductivité, soit:

$$\sigma = 1{,}6 \times 10^{-19}\ (10^{20} \times 0{,}2 + 10^{20} \times 0{,}06)$$

$$= 4{,}16\ \text{mho/m}$$

et $$\rho = \frac{1}{\sigma} = \underline{0{,}24\ \Omega\,.\,\text{m}}$$

6.B.a) Il suffit d'appliquer la formule $R = \rho \frac{\ell}{S}$

$$R = 0{,}5 \times \frac{0{,}1\ \text{m}}{1{,}8 \times 10^{-4}} = \underline{278\ \Omega}$$

b) La loi d'Ohm nous dicte la réponse:

$$I = \frac{E}{R} = \frac{4}{278} = 0{,}0144 \text{ A soit } \underline{14{,}4 \text{ mA}}$$

Pour la densité, nous aurons:

$$j = \frac{I}{S} = \frac{0{,}0144 \text{ (A)}}{1{,}8 \times 10^{-4} \text{ (m}^2\text{)}} = 80 \text{ A/m}^2 \quad (80\mu\text{A/mm}^2)$$

6.C. On a vu en théorie que la concentration en porteurs dans le cuivre s'élève à:

$$n = \frac{N z \rho}{M_a} = 8{,}49 \times 10^{28} \text{ électrons/m}^3$$

On sait, d'autre part, que:

$$v = \frac{j}{nq} \qquad (6\text{-}3)$$

d'où

$$j = vnq$$

$$j = 1 \times 8{,}49 \times 10^{28} \times 1{,}6 \times 10^{-19}$$

$$j = 1{,}36 \times 10^{10} \text{ A/m}^{12} \text{ soit}$$

$$\underline{13\,600 \text{ A/mm}^2}$$

6.D. On a trouvé pour le cuivre $v = 2{,}94 \times 10^{-4}$ m/s ou 0,294 mm/s

pour le germanium: électrons : $v_n = 39$ m/s

trous : $v_p = 18$ m/s

Ce sont des valeurs très faibles devant les vitesses que l'on peut atteindre dans le vide: 10 000 km/s dans un tube cathodique par exemple.

7.A. Calculons d'abord la conductivité à partir de 6-7.

$$\sigma = \mu q n$$

$\mu_p = 0{,}03 \text{ m}^2/\text{Vs}$ par hypothèse

$q = 1{,}6 \times 10^{-19}$ (charge élémentaire)

n = concentration en porteurs que nous calculons à partir de la concentration en accepteurs N_A.

Cette dernière est elle-même évaluée d'après la concentration atomique du silicium. Ainsi:

— concentration atomique du Si (voir table) = $4{,}96 \times 10^{28}$ atomes/m^3

— concentration en atomes accepteurs (d'après le dopage indiqué) = $4{,}96 \times 10^{22}$ atomes/m^3

— concentration en trous = $4{,}96 \times 10^{22}$ trous/m^3

$$\sigma = 0{,}03 \times 1{,}6 \times 10^{-19} \times 4{,}96 \times 10^{22} = 2{,}38 \times 10^{2} \text{ A/Vm}$$

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = 4{,}2 \times 10^{-3} \ \Omega\text{m}$$

7.B. Pour communiquer une énergie de 0,67 eV aux électrons de valence, il faut une lumière dont les photons sont caractérisés par cette même énergie d'où la relation:

$$h\upsilon = E_G\, q \qquad \text{d'où}$$

$$\upsilon = \frac{E_G \times q}{h} = \frac{0{,}67 \times 1{,}6 \times 10^{-19}}{6{,}62 \times 10^{-34}} = 1{,}62 \times 10^{14} \text{ Hz (infrarouge)}$$

Par suite, la longueur d'onde sera de:

$$\lambda = \frac{c}{\upsilon} = \frac{3 \times 10^{8}}{1{,}62 \times 10^{14}} = 1{,}85 \times 10^{-6}$$

N.B. La formule générale permettant de trouver directement λ en micromètres serait:

$$\lambda = \frac{c \times h \times 10^{6}}{E_G\, q} = \boxed{\frac{1{,}24}{E_G}}$$

8.A. On sait que:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = n_i\, q\, (\mu_n + \mu_p) \quad \text{(voir 6-8)}$$

d'où

$$n_i = \frac{1}{\rho\, q\, (\mu_n + \mu_p)}$$

$$n_i = \frac{1}{0{,}47 \times 1{,}6 \times 10^{-19}\, (0{,}39 + 0{,}19)} = \underline{2{,}3 \times 10^{19}} \text{ porteurs/m}^3$$

$$\text{ou } \underline{2{,}3 \times 10^{13}} \text{ porteurs/cm}^3$$

8.B. Appliquons la formule (8-1).

$$n_i = A\ T^{3/2}\ e^{-E_G/2kT}$$

avec:

$A \approx 5 \times 10^{21}\ m^{-3}\ K^{-3/2}$

$T = 300\ K$

$E_G = 1{,}09\ eV$

$k = 8{,}620 \times 10^{-5}\ eV/K$

$$n_i = 5 \times 10^{21} \times 300^{3/2} \times \exp\left(-\frac{1{,}09}{2 \times 8{,}62 \times 10^{-5} \times 300}\right)$$

$$= 5 \times 10^{21} \times 5196 \times 7{,}035 \times 10^{-10}$$

$n_i = 1{,}83 \times 10^{16}$ porteurs/m^3 ou

$1{,}83 \times 10^{10}$ porteurs/cm^3

8.C. a) On a vu que: $R_H = \frac{1}{nq}$, donc:

$$n = \frac{1}{R_H\, q} = \frac{1}{-5{,}5 \times 10^{-11} \times -1{,}6 \times 10^{-19}} =$$

$n = 1{,}14 \times 10^{29}$ porteurs/m^3 ou

$1{,}14 \times 10^{23}$ porteurs/cm^3

b) Etudions le mouvement d'un électron dans l'intervalle de temps "T" qui sépare 2 collisions. Initialement au repos, l'électron acquiert de la vitesse dans un champ électrique; la vitesse qu'il atteindra avant d'entrer en collision sera:

$$v = a\,T = \frac{qE}{m}\ T$$

mais, on sait que $j = nqv$, d'où:

$$v = \frac{j}{nq} = \frac{q\,E}{m}\ T \quad \text{et, par suite:}$$

$$T = \frac{m\,j}{n\,q^2\,E}$$

Par ailleurs, $j = \sigma E = \frac{E}{\rho}$ (loi d'Ohm spécifique) d'où:

$$\boxed{T = \frac{m}{n\,q^2\,\rho}}$$

En remplaçant par les valeurs, on obtient:

$$T = \frac{9{,}1 \times 10^{-31}}{1{,}14 \times 10^{29} \times (1{,}6 \times 10^{-19})^2 \times 1{,}7 \times 10^{-8}} = \underline{1{,}83 \times 10^{-14}\ s}$$

c'est-à-dire, environ, deux centièmes de picoseconde !!

Remarque: Le temps de relaxation ne dépend pas du champ appliqué au conducteur.

8.D. a) On sait que $V_H = R_H \times \frac{I \times B}{\ell}$

On a obtenu en premier lieu:

$$V_H = 54\ mV \text{ pour } I = 50\ mA$$

En répétant l'expérience avec le **même échantillon**, mais dans un autre champ d'induction, on a trouvé:

$$V'_H = 38{,}8\ mV \text{ pour } I' = 25\ mA$$

On peut donc écrire:

$$\frac{V_H}{V_{H'}} = \frac{I \times B}{I' \times B'} \qquad B' \text{: inconnu}$$

$$\frac{54}{38{,}8} = \frac{50 \times 0{,}2}{25 \times B'}$$

Après calcul, on a: $B' = \underline{0{,}287\ T}$

b) La précision du résultat est liée à la précision des mesures sur les tensions, courants et induction (5 mesures au total).

L'erreur sur B' se calcule en faisant la somme des erreurs relatives de toutes les mesures.

$$\% \text{ d'erreur sur } B' = \frac{\Delta B'}{B'} \times 100 =$$

$$\left(\frac{\Delta V_H}{V_H} + \frac{\Delta V_{H'}}{V_{H'}} + \frac{\Delta B}{B} + \frac{\Delta I}{I} + \frac{\Delta I'}{I'}\right) \times 100$$

$$= (0{,}01 + 0{,}01 + 0{,}02 + 0{,}01 + 0{,}01) \times 100$$

$$= 6\%$$

Imprimé par Edit'Offset à Saint-Etienne (Loire)
Dépôt légal : 3e trimestre 1980 - Imprimeur n° 940
Imprimé en France

MODULES TECCART

deux séries

- COMMUNICATIONS par D. Bensoussan
- SEMI-CONDUCTEURS par V. Ramirez

dans ce module

Destinée tout particulièrement aux étudiants et techniciens souhaitant développer leurs connaissances sur les semi-conducteurs – discrets ou intégrés – cette étude de la matière permet de bien en comprendre les mécanismes de conduction et les propriétés fondamentales.

au sommaire

1. Les états physiques de la matière.
2. Divisibilité de la matière.
3. L'atome.
4. Mécanique ondulatoire.
5. Théorie des bandes d'énergie.
6. Mécanisme général de la conduction dans les solides.
7. Dopage des semi-conducteurs.
8. Influence de divers agents physiques sur les semi-conducteurs.

ISBN 2-04-012037-8

Atelier Michel Méline